



**AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**

**ESTUDO DE LASERS RAMAN PARA DOBRAMENTO DE FREQUÊNCIA NO AZUL**

**JOÃO PEDRO FONSECA PAES**

**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  
2017**

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

**ESTUDO DE LASERS RAMAN PARA DOBRAMENTO DE FREQUÊNCIA NO AZUL**

**JOÃO PEDRO FONSECA PAES**

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

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

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

**São Paulo**  
**2017**

## AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus pelo dom da vida, pela intercessão da sempre bem-aventurada Virgem Maria Mãe Deus e pelos meus santos de devoção, especialmente Santa Teresinha do Menino Jesus.

Ao Prof. Dr. Niklaus Ursus Wetter pela orientação, por ter aceito e me concedido a oportunidade de ser seu aluno, pela confiança, ensinamentos e contribuição no meu desenvolvimento acadêmico nesses pouco mais de dois anos e meio.

Aos meus colegas de laboratório pela amizade: Allan, pela grande força, paciência e ensinamentos teóricos/práticos oferecidos a mim; a Amauri, Cristine, Danilo M., Danilo A., Diego, Márcio, Merilyn, Tércio e Vitor pela convivência, apoio, conversas e por terem ajudado a deixar o trabalho muito mais agradável. Agradeço à Saara e ao Dimitri, pelos grandes ensinamentos logo no meu início, pela atenção, amizade e conversas sobre a Holanda. Aos demais colegas do CLA, em especial ao Armando, Cristiaann e Fernando.

Aos funcionários do CLA, principalmente à dona Marta, pelo café; às encarregadas da limpeza, Antônia e Verinha; à Sueli, pelas assistências nas documentações; ao Marcão, pelo apoio em relação aos componentes mecânicos da oficina e ao Tort pela ajuda na eletrônica. À CAPES, pela bolsa e financiamento, à CNEN e ao departamento de Ensino do IPEN.

Ao meu pai, Paulo, e ao meu irmão, Matheus, pelo constante apoio e importância na minha vida. Em memória e grande agradecimento à minha mãe, Sônia, ao qual sinto imensas saudades. Às minhas primas, tios, avós e demais familiares por fazerem parte da minha história.

À minha namorada, Luiza, pelo carinho, amor, apoio, atenção, consolo e paciência em todos os momentos, tanto tristes quanto alegres.

Aos meus grandes amigos do tempo de faculdade, Dib, Camilo, Felipe e Danilo (Yudi). Ao Caio Pacheco pelas grandes conversas existenciais e motivação. Aos meus amigos da Paróquia Santa Cruz de Itaberaba, em especial os do EJC, do Eis-Me Aqui e meus alunos de crisma pelo imenso carinho fraterno e ajuda na minha fé, que me sustenta. Aos meus amigos de caminhada católica.

Aos meus amigos, Bianca Padilha, Cacá, Diego Bittencourt, Edi, Gian, Leo Freitas, Rodolfo e Tamires que me proporcionaram tantos momentos incríveis.

*“Para um apóstolo moderno, uma hora  
de estudo é uma hora de oração.”*

*São Josemaria Escrivá*

# ESTUDO DE LASERS RAMAN PARA DOBRAMENTO DE FREQUÊNCIA NO AZUL

João Pedro Fonseca Paes

## RESUMO

Os lasers Raman permitem a exploração de novos comprimentos de onda, não comumente acessíveis, graças ao Espalhamento Raman Estimulado. Unidos a processos de conversão não linear, abrem-se campos para emissão de comprimentos de onda na região do visível no espectro eletromagnético. Com uma mesma configuração, diversas combinações de cristais possibilitam a geração de múltiplas frequências, transformando esse tipo de laser em um dispositivo compacto e barato quando comparado com outras tecnologias existentes. Este trabalho apresenta a busca da conversão intracavidade em frequências de lasers Raman, em uma configuração linear. Com dois comprimentos de onda de bombeamento de energia (797 nm e 872 nm), diodos semicondutores foram utilizados para acessar dois picos de absorção do cristal Nd:YLF. O bombeamento em 797 nm levou a emissão fundamental em 908 nm. E através do cristal KGW, com linhas de emissão Stokes, um novo comprimento de onda foi alcançado, em 990 nm. Com o cristal dobrador, BiBO, soma de frequência e segundo harmônico foram gerados, permitindo as emissões em uma região espectral azul bastante larga (450 – 500 nm). Com o bombeamento em 872 nm, uma emissão de três níveis no cristal Nd:YLF não foi possível, conseguindo apenas a emissão em 1064 nm, linha comum para cristais de neodímio. Uma outra cavidade foi estudada, porém com bombeamento em 880 nm e cristal de Nd:YVO<sub>4</sub>, conhecido por ser *self*-Raman. Com uma configuração linear semelhante à anteriormente citada, somente sua linha de emissão fundamental em 914 nm foi obtida, não sendo possível com as condições trabalhadas a emissão Stokes, que permitisse dar continuidade ao estudo.

**Palavras-chave:** *Laser de estado sólido, Laser Raman, Nd:YLF, Dobramento de Frequência.*

# STUDY OF RAMAN LASERS TO DOUBLE FREQUENCY IN BLUE

João Pedro Fonseca Paes

## ABSTRACT

The Raman lasers allow the exploration of new wavelenghts, not commonly available, thanks to stimulated Raman scattering. Using non-linear conversion processes, the emission of wavelenghts in the region of the visible spectrum become possible. With the same cavity configuration, the use of different combinations of crystals allow the generation of multiple frequencies, transforming this type of laser in a compact and cheap device when compared to other existing technologies. This work presents our research for intracavity Raman conversion, in a linear cavity configuration. Two pumping wavelenghts of 797 nm and 872 nm, supplied by semiconductor diodes were used to access two absorption peaks of the Nd: YLF crystal. The pumping at 797 nm led to fundamental emission at 908 nm. And through the KGW crystal, with Stokes shift of  $901 \text{ cm}^{-1}$ , a new wavelenght was obtained at 990 nm. With the doubling crystal, BiBO, sum frequency and second harmonic were generated, allowing the emissions in a fairly broad blue spectral region (450 - 500 nm). With the pumping at 872 nm, a three levels emission in the Nd: YLF crystal could not be obtained, achieving only emission at 1064 nm, a common line for Neodymium crystals. An another cavity was studied, but with pumping at 880 nm and using a Nd:YVO4 crystal, known for being self-Raman. With a similar linear configuration to the above mentioned, only its fundamental, three-level emission line at 914 nm was obtained.

**Keywords:** Solid-State lasers, Raman Laser, Nd:YLF, Double Frequency.

## ***LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS***

<b><i>Termo</i></b>		<b><i>Descrição</i></b>
CW	<i>Continuous Wave</i>	Onda contínua
DPSSL	<i>Diode-Pumped Solid-State Laser</i>	Laser de estado sólido bombeado por diodo
SRS	<i>Scattering Raman Stimulated</i>	Espalhamento Raman Estimulado
SHG	<i>Second Harmonic Generation</i>	Geração de Segundo Harmônico
SFG	<i>Sum Frequency Generation</i>	Geração de Soma de Frequência

## LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1. Esquematização dos elementos básicos de um laser.....	13
FIGURA 2. Esquema de absorção de um fóton para um sistema de dois níveis sem degenerescência. ....	14
FIGURA 3. Emissões Espontânea e Estimulada.....	15
FIGURA 4. Diagrama dos diferentes sistemas de nível de energia laser. As linhas horizontais indicam os níveis de energia e as verticais correspondem a energia.....	18
FIGURA 5. Propriedades materiais do cristal de Nd:YLF.....	20
FIGURA 6. Níveis de Energia de transição do cristal Nd:YLF.....	21
FIGURA 7. Espectros de Absorção e Emissão para o cristal Nd:YLF.....	22
FIGURA 8. Propriedades mecânicas e ópticas do cristal Nd:YVO <sub>4</sub> .....	23
FIGURA 9. Espectros de absorção para o cristal Nd:YVO <sub>4</sub> .....	24
FIGURA 10. Espectro Raman para o corte em a do Nd:YVO <sub>4</sub> .....	25
FIGURA 11. Esquema de um sistema de emissão laser Raman.....	26
FIGURA 12. Linhas Raman no cristal KGW.....	29
FIGURA 13. Níveis de energia do Tm <sup>3+</sup> e sua emissão azul.....	30
FIGURA 14. Emissão de uma onda de frequência $\omega$ em um meio dobrador e dobramento de sua frequência.....	31
FIGURA 15. Fluorescência azul observada no cristal BiBO.....	33
FIGURA 16. Diodo Laser Apollo, acoplado a uma fibra óptica e ligado a uma fonte Newport.....	34
FIGURA 17. Espectro de emissão do diodo, em regime q-cw, à temperatura de 8°C.....	35
FIGURA 18. Potência do diodo (797 nm) em função da corrente, em regime q-cw e temperatura de 8°C.....	35
FIGURA 19. Diodo LIMO.....	36
FIGURA 20. Espectro de emissão do diodo, em regime cw em 880 nm.....	37
FIGURA 21. (a) Perfil do feixe de bombeamento observado pelo beam scope (b) Espectro de Emissão do diodo LIMO, em regime q-cw.....	38
FIGURA 22. Potências emitidas pelo diodo LIMO em relação a corrente aplicada.....	39
FIGURA 23. (a) e (b) Cristais de Nd:YVO <sub>4</sub> e Nd:YLF, respectivamente, inseridos dentro de um suporte de cobre com tubulações internas para circulação de água. (c) Cristal de Nd:YLF dentro de sua embalagem.....	40



<i>FIGURA 24. Porcentagens de absorção do bombeamento de energia para os tamanhos do cristal Nd:YFL utilizados no trabalho.....</i>	<i>40</i>
<i>FIGURA 25. Cristal KGW inserido perpendicularmente em um suporte de cobre.....</i>	<i>41</i>
<i>FIGURA 26. Cristal BiBO 4x4x5 mm<sup>3</sup>.....</i>	<i>41</i>
<i>FIGURA 27. Telescópio criado para colimar o feixe de bombeamento dentro da cavidade laser.....</i>	<i>42</i>
<i>FIGURA 28. Espelhos côncavos LAYERTEC.....</i>	<i>43</i>
<i>FIGURA 29. Especificações dos espelhos LAYERTEC utilizados.....</i>	<i>43</i>
<i>FIGURA 30. Espectros de transmissão dos dois espelhos em relação aos comprimentos de onda.....</i>	<i>44</i>
<i>FIGURA 31. Simulação do feixe de bombeamento dentro da cavidade laser no software LASCAD.....</i>	<i>45</i>
<i>FIGURA 32. (a) Raio do feixe de bombeamento (b) Distribuição da intensidade do feixe.....</i>	<i>46</i>
<i>FIGURA 33. (a) Figura esquemática da configuração longitudinal utilizada para a cavidade Nd:YVO<sub>4</sub>. (b) Fotografia do sistema laser construído.....</i>	<i>47</i>
<i>FIGURA 34. (a) Figura esquemática da configuração longitudinal utilizada. (b) Fotografia do sistema laser construído (c) Suporte angular que proporciona uma rotação de 7° para o cristal BiBO.....</i>	<i>48</i>
<i>FIGURA 35. Espectro de emissão no fundamental em 908 nm.....</i>	<i>50</i>
<i>FIGURA 36. Espectro de emissão Stokes em 990 nm.....</i>	<i>51</i>
<i>FIGURA 37. Relação entre potências de saída para o Raman e absorvidas para os três cristais de Nd:YLF.....</i>	<i>52</i>
<i>FIGURA 38. Fotografia das emissões no azul emitidas.....</i>	<i>52</i>
<i>FIGURA 39. Potência média para cada emissão azul obtida.....</i>	<i>53</i>
<i>FIGURA 40. Comparação entre as eficiências para as potências das emissões no azul.....</i>	<i>53</i>
<i>FIGURA 41. Taxas de Absorção em 872 nm, após dois passes e realimentação.....</i>	<i>54</i>
<i>FIGURA 42. Espectro de emissão no fundamental em 914 nm.....</i>	<i>55</i>
<i>FIGURA 43. Potência de saída para a emissão fundamental em 914 nm.....</i>	<i>56</i>

## SUMÁRIO

<b>1.</b>	<b>INTRODUÇÃO.....</b>	<b>11</b>
1.1.	OBJETIVO.....	12
<b>2.</b>	<b>FUNDAMENTOS DE LASER.....</b>	<b>13</b>
2.1	ELEMENTOS BÁSICOS.....	13
2.2	A FÍSICA POR TRÁS DO LASER DE ESTADO SÓLIDO.....	13
2.3	MEIO ATIVO.....	19
2.3.1	O CRISTAL Nd:YLF.....	19
2.3.2.	O CRISTAL Nd:YVO <sub>4</sub> .....	23
2.4	ESPALHAMENTO RAMAN ESTIMULADO.....	25
2.5	LASER RAMAN.....	26
2.6	KGW, O CRISTAL RAMAN.....	28
2.6.1	EMISSÃO AZUL PARASITA.....	29
2.7	SEGUNDO HARMÔNICO E SOMA DE FREQUÊNCIAS.....	30
2.8	BiBO, O CRISTAL DOBRADOR.....	32
2.9	BOMBEAMENTO.....	33
<b>3.</b>	<b>MATERIAIS E MÉTODOS.....</b>	<b>34</b>
3.1.	CARACTERIZAÇÃO DOS DIODOS LASER .....	34
3.1.1.	BOMBEAMENTO FEITO EM 797 nm.....	34
3.1.2.	BOMBEAMENTOS FEITOS EM 872 nm e 880 nm.....	36
3.2	CRISTAIS.....	39
3.3	COMPONENTES ÓPTICOS.....	42
3.4	CONFIGURAÇÃO LONGITUDINAL.....	45
<b>4.</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÕES.....</b>	<b>50</b>
4.1.	BOMBEAMENTO EM 797 NM.....	50
4.2.	BOMBEAMENTO EM 872 NM.....	53
4.3.	BOMBEAMENTO EM 880 NM.....	55
<b>5.</b>	<b>CONCLUSÕES.....</b>	<b>57</b>
<b>6.</b>	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....</b>	<b>59</b>

## 1 INTRODUÇÃO

O laser é uma fonte de luz coerente, que tem seu funcionamento baseado, entre outro, no princípio do acúmulo ressonante de um campo eletromagnético dentro de uma cavidade óptica. Em 1987, Fan e Byer [1] introduziram o primeiro laser bombeado por diodo, dando início ao desenvolvimento de lasers compactos de alta potência. Nos últimos anos, por sua vez, houve um crescimento pelo interesse no desenvolvimento desses lasers compactos e de custo reduzido, juntamente com a necessidade de se acessar novos comprimentos de onda, que somente seriam alcançáveis por equipamentos laser complexos e caros, como as linhas espectrais nas regiões do laranja-amarelo [2], verde e tons de azul [3].

Os DPSSLs, portanto, aparecem como sendo ótimas opções de dispositivos acessíveis de alta potência de saída e altas energias de pulso, além de oferecerem o uso do SRS, espalhamento Raman estimulado, para permitir o acesso a novos e diferentes comprimentos de onda. Nos lasers baseados em neodímio, por exemplo, é possível alcançar o acesso à região espectral no infravermelho próximo, entre 1100 nm e 1500 nm. Os avanços tecnológicos quanto ao melhoramento da qualidade dos componentes ópticos contribuíram para o grande desenvolvimento dos lasers Raman.

Na linha dos lasers Raman, em modo cw, os mais eficientes registrados são os self-Raman, onde o próprio meio ativo laser fundamental age como o oscilador Raman, como é o caso de lasers de Nd:YVO<sub>4</sub>, sugerido pela primeira vez em 2001 por Kaminskii [4]. A combinação Nd:YLF/KGW, principal foco desse trabalho, têm seu primeiro relato datado de 2004, por Savitski [5], que se utilizou de um bombeamento em cw.

Com o crescimento e criação de novos cristais, como o BiBO e LBO, dois eficientes dobradores de frequência, foi possível começar a desenvolver cavidades laser que emitem em diferentes comprimentos de onda. Um dos espectros sintonizáveis é o da região do azul, uma faixa que vêm sendo utilizada em diversas aplicações, como a tecnologia blu-ray, nos displays e projetores, impressões em alta resolução, diagnósticos médicos, relógios atômicos, telecomunicações, monitoramento ambiental, sendo também usado como fonte de bombeamento para lasers que possuem o Ti:safira (titânio safira) como meio ativo, devido estes últimos possuírem um forte pico de absorção na região entre 450-500 nm. A maior potência para uma emissão azul relatada foi de 14,8 W, com um cristal de Nd:GdVO<sub>4</sub> [6].

## 1.1 OBJETIVO

O principal objetivo deste trabalho é o de oferecer um estudo e exploração de lasers Raman desenvolvidos para serem convertidos intracavidade em frequência, permitindo a operação na banda espectral azul. Estes lasers azuis permitirão uma nova opção dentre os dispositivos robustos e complexos já existentes, tendo grande impacto em aplicações como microscopia de super-resolução, em monitoramento ambiental, na medicina e telas com cores verdadeiras.

## 2 FUNDAMENTOS DE LASER

### 2.1 ELEMENTOS BÁSICOS

O feixe laser possui características específicas, como alta coerência temporal e espacial, com baixa divergência e comprimentos de onda bem definidos. Os lasers são constituídos de um modo geral por três componentes, sendo eles um meio ativo, ressonador óptico e uma fonte de bombeamento (FIG.1). O meio ativo pode ser líquido, gasoso ou sólido, este último sendo o tipo de material trabalhado nesse projeto. Os meios ativos de estado sólido são em sua maioria cristais ou vidros dopados com um íon ativo, e possuem um papel primordial na física do laser, sendo os responsáveis pela absorção da energia e pela inversão de população, permitindo a geração estimulada de fótons. Os espelhos estão inseridos na cavidade para proporcionar uma realimentação e amplificação da luz gerada pelo meio ativo, que absorve energia vinda da fonte de bombeamento.

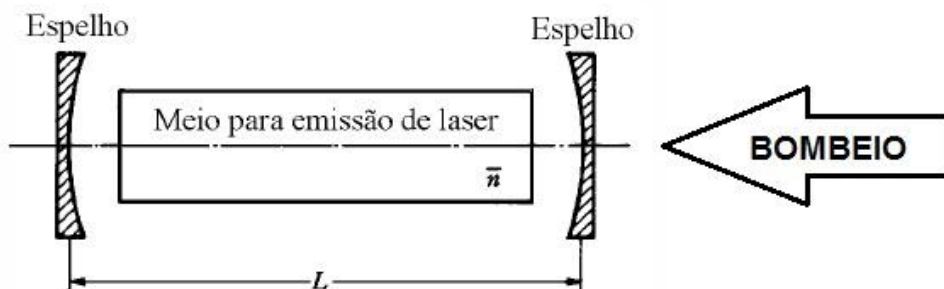


FIGURA 1. Esquematização dos elementos básicos de um laser

### 2.2 A FÍSICA POR TRÁS DO LASER DE ESTADO SÓLIDO

Em um sistema atômico, os elétrons só podem ocupar estados bem definidos, ao qual chamamos de níveis de energia. Na teoria quântica, um sistema de átomos iguais, que são encontrados em equilíbrio térmico, à uma temperatura  $T$ , produzem um número relativo de elétrons em dois estados diferentes [7]. Esse número é dado por:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right)} \quad (1)$$

Essa é a equação de Boltzmann, em que  $N_1$  e  $N_2$  são as populações de elétrons nos níveis de energia  $E_1$  e  $E_2$ , sendo que  $E_2 > E_1$ , com suas degenerescências (arranjos diferentes de um sistema físico com a mesma energia)  $g_1$  e  $g_2$ , em uma temperatura  $T$  e constante de Boltzmann valendo  $k = 1,38 \times 10^{-23}$  JK [7].

Os níveis que apresentam menor energia são muito mais povoados do que os de maior energia, em um sistema que se encontra em equilíbrio térmico. O átomo em um campo eletromagnético, de densidade  $\rho(\nu)$ , frequência  $\nu$ , com nível de energia onde há mais elétrons ( $N_1$ ), o sistema de elétrons pode absorver um fóton (FIG. 2).

## Absorção

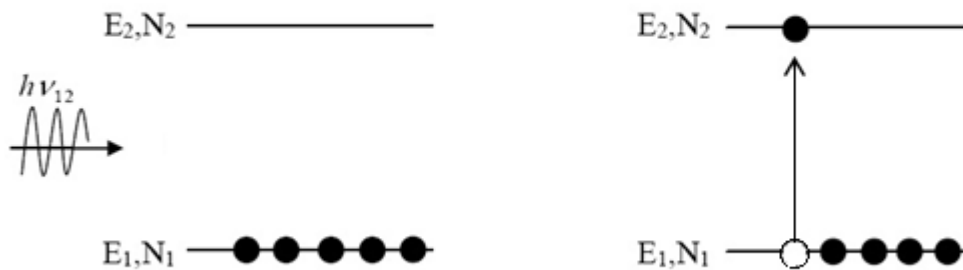


FIGURA 2. Esquema de absorção de um fóton para um sistema de dois níveis sem degenerescência. Após a incidência do fóton, o elétron pode passar de um nível com menor energia para um com maior energia, ou seja, após a incidência de um fóton, o elétron pode passar para um estado excitado.

Na absorção precisa valer que a energia  $E_{12} = E_2 - E_1 = h\nu_{12}$ , onde  $h$  é a constante de Planck ( $6,62 \times 10^{-34}$  Js). A população do nível de energia  $E_2$ , portanto, aumenta segundo a equação dada por [7]:

$$\frac{dN_2}{dt} = B_{12} \rho(\nu) \cdot N_1 \quad (2)$$

O coeficiente de Einstein para a absorção induzida é dada por  $B_{12}$ . A energia de um elétron, que ele recebeu para ir para o estado mais excitado, é liberada no decaimento na forma de um fóton emitido. Esse decaimento pode ocorrer de forma espontânea ou estimulada, conforme ilustrado na FIG. 3.

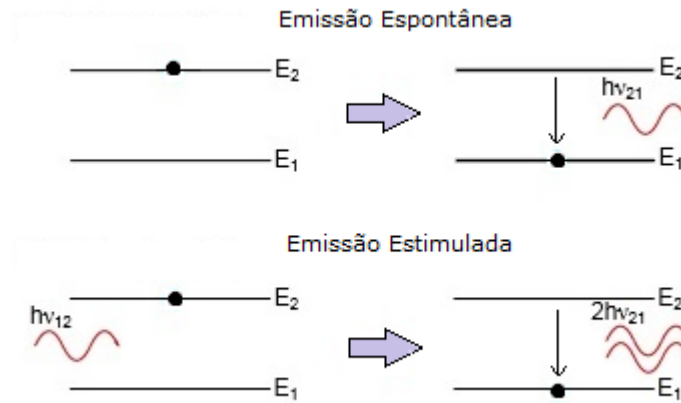


FIGURA 3. Emissões Espontânea e Estimulada

A energia do fóton é a diferença de energia entre os dois níveis ( $E_{\text{FÓTON}} = E_2 - E_1$ ). Como visto acima, o decaimento espontâneo do elétron, a partir de uma emissão igualmente espontânea de um fóton, depende única e exclusivamente do tempo de vida de um elétron excitado em um nível determinado. A equação 3 a seguir, demonstra a redução da população do nível  $E_2$ , na emissão espontânea [7]:

$$\frac{dN_2}{dt} = A_{21} \cdot N_2 = -\frac{N_2}{\tau_{21}} \quad (3)$$

Onde  $A_{21}$  é o coeficiente de Einstein para decaimento espontâneo (enquanto  $B_{21}$  é para o decaimento induzido) e  $\tau_{21}$  é o tempo de vida do elétron no estado excitado. Quando ocorre um decaimento estimulado, um campo eletromagnético de densidade  $\rho(\nu)$ , que estimula um elétron no estado excitado pode leva-lo a decair para o nível inferior  $E_1$  e, com isso, emitir dois fótons de igual energia, polarização, fase e direção. A equação 4 descreve como se dá essa redução da população do nível superior de energia, em uma emissão estimulada [7]:

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{12} \rho(\nu) \cdot N_2 \quad (4)$$

Por sua vez, o número de elétrons que chega ao nível inferior deve ser igual ao número de elétrons decaídos por emissão estimulada e espontânea, que podemos escrever com a seguinte expressão [7]:

$$N_2 A_{21} + N_2 \rho(\nu) B_{21} = N_1 \rho(\nu) B_{12} \quad (5)$$

Reescrevendo a expressão acima, com a equação de Boltzmann, temos [7]:

$$\frac{g_2}{g_1} e^{\frac{-h \cdot \nu}{k \cdot T}} \cdot (A_{21}) + \frac{g_2}{g_1} e^{\frac{-h \cdot \nu}{k \cdot T}} \cdot (\rho(\nu) B_{21}) = \rho(\nu) B_{12} \quad (6)$$

Ao dividirmos a expressão 6 pelo coeficiente de Einstein para o decaimento induzido  $B_{21}$  temos [7]:

$$\begin{aligned} & \frac{g_2}{g_1} e^{\frac{-h \cdot \nu}{k \cdot T}} \cdot \left( \frac{A_{21}}{B_{21}} \right) + \frac{g_2}{g_1} e^{\frac{-h \cdot \nu}{k \cdot T}} \cdot \left( \frac{\rho(\nu) B_{21}}{B_{21}} \right) = \left( \frac{\rho(\nu) B_{12}}{B_{21}} \right) \rightarrow \\ \rightarrow & \frac{g_2}{g_1} e^{\frac{-h \cdot \nu}{k \cdot T}} \cdot \left( \frac{A_{21}}{B_{21}} \right) = \rho(\nu) \cdot \left[ -\frac{g_2}{g_1} e^{\frac{-h \cdot \nu}{k \cdot T}} + \left( \frac{B_{12}}{B_{21}} \right) \right] \quad (7) \end{aligned}$$

Dividindo os termos por  $\frac{g_2}{g_1} e^{\frac{-h \cdot \nu}{k \cdot T}}$ , se obtém [7]:

$$\left( \frac{A_{21}}{B_{21}} \right) = \rho(\nu) \cdot \left[ -1 + \frac{\left( \frac{B_{12}}{B_{21}} \right)}{\frac{g_1}{g_2} e^{\frac{-h \cdot \nu}{k \cdot T}}} \right] \quad (8)$$

Para que a emissão estimulada seja igual ao decaimento espontâneo, podemos escrever a densidade de energia do campo incidente como [7]:

$$\rho(\nu) = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{\left( \frac{B_{12}}{B_{21}} \right) \cdot \frac{g_1}{g_2} e^{\frac{-h \cdot \nu}{k \cdot T}} - 1} \quad (9)$$



A densidade de energia, em equilíbrio térmico, é dada pela equação de Planck para Radiação do Corpo Negro a seguir [7]:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3 \cdot \left( e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)} \quad (10)$$

Ao se comparar as equações 9 e 10, temos as seguintes relações para os coeficientes de Einstein [7]:

$$B_{21} = \frac{g_1}{g_2} \cdot B_{12} \quad \text{e} \quad \frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad (11)$$

Quando tratamos da ação laser propriamente dita, é importante destacar que é necessário haver uma inversão de população, e que após os fótons emitidos espontaneamente circularem por todo o ressonador, acabem retornando ao meio ativo levando os elétrons a decaírem de forma estimulada e, portanto, amplificando a luz. A inversão de população é descrita como [7]:

$$n = \Delta n_{21} = \left( N_2 - \frac{g_2}{g_1} \cdot N_1 \right) > 0 \quad (12)$$

Para acontecer uma emissão estimulada e inversão de população, metade da população que se encontra no nível  $E_0$  precisa se encontrar no nível  $E_1$ , no mínimo. Na aplicação prática, em uma situação real, os sistemas são bem mais complexos, pois as absorções e emissões estão envolvidas em sistemas com mais de dois níveis, como por exemplo, sistemas de três a quatro níveis, permitindo maiores possibilidades de transição estimulada. Para um sistema de três níveis de energia, quando um campo eletromagnético vindo de um meio externo fornece energia para um elétron, esse último é excitado para o nível superior. Nesse esquema temos para os níveis de energia  $E_{02} = E_2 - E_0$ . Quando o elétron decai do nível  $E_2$  ele passa para o nível metaestável de energia  $E_1$  (laser de três níveis, FIG. 04). Desse decaimento, parte de sua energia é liberada sob a forma de calor, os chamados fônons, emissões não radioativas. Para que exista uma emissão laser no sistema, é necessário um decaimento estimulado entre os níveis de energia  $E_1$  e  $E_0$ . O nível

metaestável se encontra nesse meio, para permitir a inversão de população. Quanto maior for a diferença entre os níveis de energia, menor a contribuição por fônon [7].

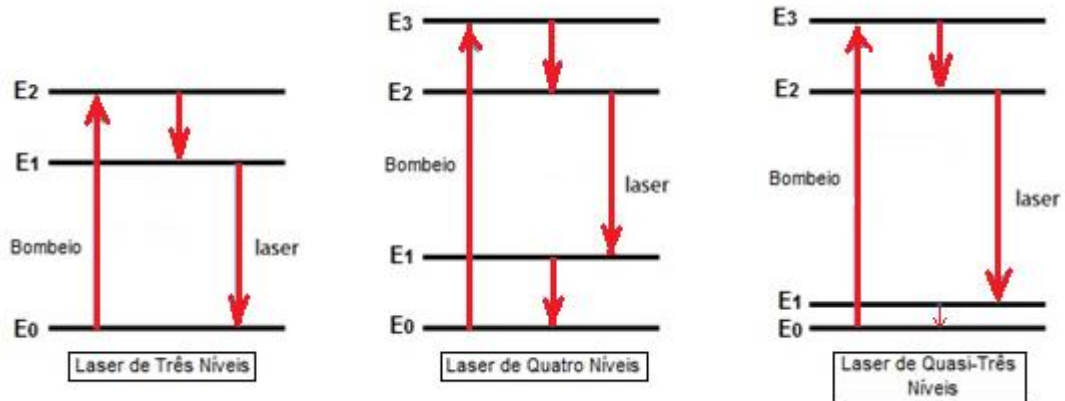


FIGURA 4. Diagrama dos diferentes sistemas de nível de energia laser. As linhas horizontais indicam os níveis de energia e as verticais correspondem as transições.

Um sistema de três níveis, por sua vez, comparado com um de quatro, apresenta dificuldades, como perdas por reabsorção (onde o laser emitido é reabsorvido pelo meio ativo). Essa reabsorção excita novamente os elétrons do nível fundamental. Essa dificuldade no acúmulo de energia prejudica o desempenho final do laser ao qual for trabalhado [7].

Para um sistema de quatro níveis o processo é igual, porém o elétron é excitado para o nível 3, com energia  $E_{03} = E_3 - E_0$ . Ao decair ele passa para o nível metaestável de energia  $E_2$ . A emissão laser, nesse caso, acontece após uma emissão estimulada entre os níveis  $E_2$  (superior) e  $E_1$  (inferior). Depois, o elétron decai para o nível  $E_0$  (fundamental), emitindo calor. Portanto, um sistema de quatro níveis se torna mais eficiente, se comparado ao de três níveis. O seu nível inferior laser está acima do fundamental, reduzindo a possibilidade de reabsorção do laser. Levando em consideração os níveis  $E_2$  e  $E_1$ , só é necessário um único elétron estar no nível superior para já termos a população invertida. Essa é a razão de porquê é mais fácil ocorrer ação laser nesse sistema [7].

Já um sistema laser de *quasi*-três níveis [8], o nível inferior laser é tão próximo do estado fundamental, que uma população apreciável naquele nível é colocada em equilíbrio térmico, devido à sua temperatura de funcionamento.

## 2.3 MEIO ATIVO

Quando falamos de um meio ativo em um laser de estado sólido, basicamente nos referimos aos compostos, vidros ou cristais, formados por uma matriz e um dopante (íon de terra rara). A matriz é a responsável pelas propriedades mecânicas, ópticas e térmicas do material, enquanto o dopante propicia as transições energéticas entre diferentes estados, determinando, portanto, as linhas espectrais de absorção e emissão do meio. Por se tratar do componente principal em uma cavidade laser, sua otimização é de extrema relevância, pois são eles os responsáveis por emitirem a radiação laser.

Os cristais de Nd:YVO<sub>4</sub> e Nd:YLF são dois meios ativo dopados com íons de neodímio. O primeiro conhecido por ser um material de elevada absorção e alto ganho e o segundo por possuir fraca lente térmica.

### 2.3.1. O cristal Nd:YLF

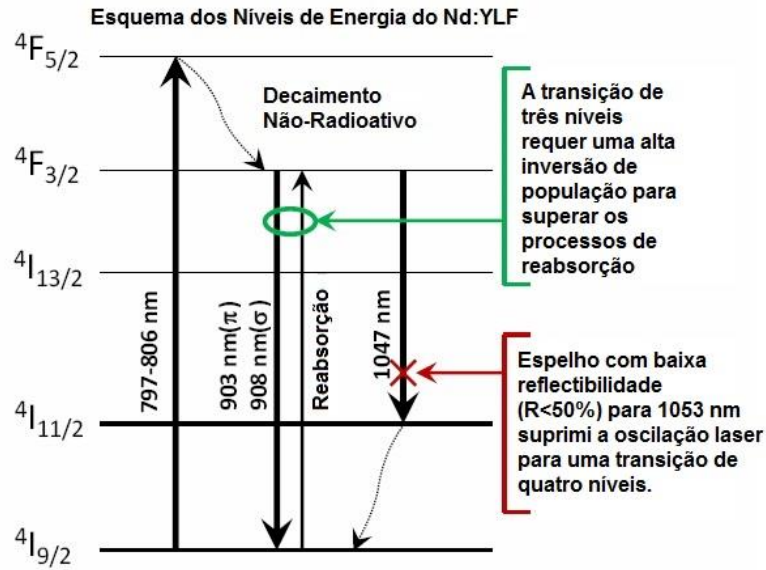
Os cristais de fluoreto de ítrio e lítio dopados com íon de neodímio (Nd<sup>3+</sup>), Nd:LiYF<sub>4</sub> ou Nd:YLF, possuem características muito desejáveis para uma emissão laser [7]. Quanto maior for a concentração do dopante Nd<sup>3+</sup>, maior será o armazenamento e a eficiência de conversão do bombeamento de energia nesse meio ativo [9]. Entre suas características físicas, vistas na FIG. 05, encontramos vantagens popularmente conhecidas, em que se destacam os fracos efeitos de lente térmica, o que acaba levando à emissão de um feixe de boa qualidade, e por consequência, de melhor desempenho. Essa característica é importante, pois o efeito da lente térmica ocorre quando o feixe laser atravessa um meio e sua energia é absorvida de tal forma que causa um aquecimento ao longo do material, gerando um efeito equivalente, a uma distância focal negativa ou positiva. No caso do cristal Nd:YLF, uma fraca lente térmica negativa ocorre para a polarização sigma (perpendicular) devido o material possuir um valor negativo  $dn/dT$  que, parcialmente, compensa a lente positiva gerada a partir da face final do abaulamento da face do cristal. Em contrapartida, o Nd:YLF vêm acompanhado de um baixo limite de fratura térmica, que restringe o máximo de potência de bombeio possível de ser absorvida. A FIG. 05 apresenta as características físicas

Propriedade	Nd:YLF	Propriedade	Nd:YLF
Fórmula química	YLiF <sub>4</sub>	Condutividade térmica [W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	5,8 (eixo c) 7,2 (eixo a)
Simetria cristalina/ grupo pontual	Tetragonal	Coefficiente de expansão térmica [10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> ]	8 (eixo c) 13 (eixo a)
Constante da rede cristalina [Å]	a = 5,26 c = 10,94	Secção de choque de emissão estimulada [10 <sup>-19</sup> cm <sup>2</sup> ]	1,8 (π) 1,2 (σ)
Índice de refração (λ = 1 μm)	1,4481 (n <sub>o</sub> ) 1,4704 (n <sub>e</sub> )	Tempo de vida de fluorescência [μs]	520
Densidade [g/cm <sup>3</sup> ]	3,99	Comprimento de onda da transição <sup>4</sup> F <sub>3/2</sub> → <sup>4</sup> I <sub>11/2</sub> [nm]	1047 (π) 1053 (σ)
Ponto de fusão [°C]	825		
Dureza [Mohs]	4-5		

FIGURA 5. Propriedades materiais do cristal de Nd:YLF [7]

Outra característica importante de destaque inclui o fato do Nd:YLF oferecer uma alta energia por pulso no regime chaveado. Quando uma alta potência média associada à uma taxa de repetição é relativamente moderada, uma excelente eficiência na duplicação de frequência pode ser obtida. Com um tempo de vida de fluorescência de 520 μs no nível metaestável, seu decaimento espontâneo é duas vezes maior do que nos cristais de Nd:YAG, e por isso, possui vantagens ao ser bombeado por diodos laser. Como esses últimos possuem uma potência limitada, ao ocorrer um maior tempo de incidência de bombeamento em um meio com um tempo mais longo de fluorescência, é previsto um maior armazenamento de energia.

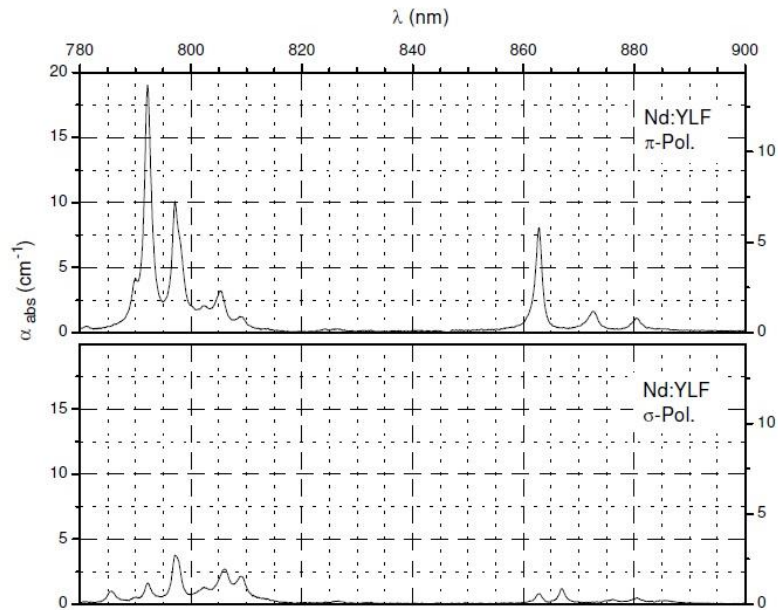
O Nd:YLF possui uma condutividade térmica relativamente elevada, o que permite uma extração eficiente do calor, fazendo com que sua birrefringência natural prevaleça sobre a induzida termicamente, eliminando uma depolarização térmica, um problema típico de hospedeiros opticamente isotrópicos como o YAG. Essa birrefringência natural permite ao Nd:YLF, ao ser bombeado com uma polarização diferente, proporcione uma emissão laser polarizada em relação ao eixo óptico *c* do cristal, de forma paralela em π (1047 nm) ou perpendicular em σ (1053 nm) [10].



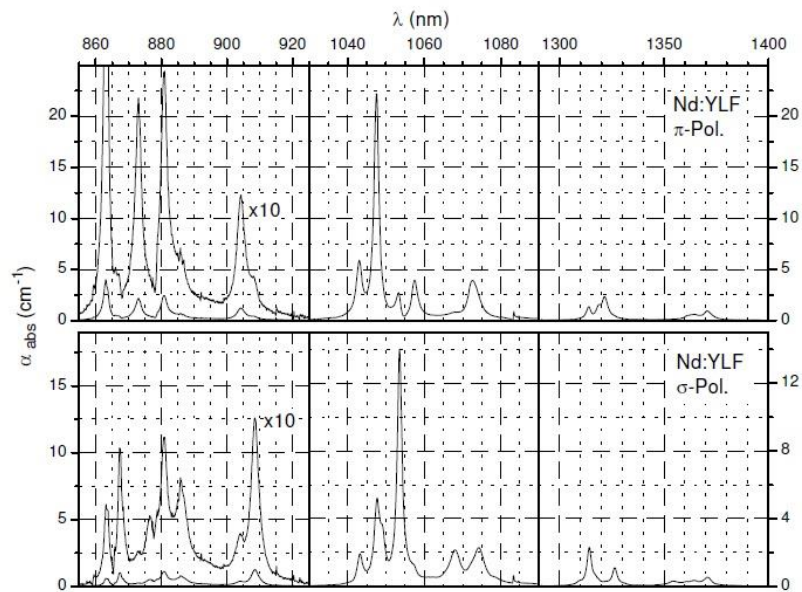
*FIGURA 6. Níveis de Energia de transição do cristal Nd:YLF (Fonte: Relatório final do projeto “Lasers de alta potência no azul para aplicações ambientais, em microscopia de alta resolução e displays”, Dimitri Geskus, 2014)*

No caso ilustrado na FIG. 6, é apresentada a transição de três níveis do cristal, onde com o auxílio de um espelho de baixa refletividade é possível evitar uma transição de quatro níveis do Nd:YLF, permitindo assim acessar as emissões em 903 nm e 908 nm. Como visto na FIG. 7, o Nd:YLF possui altas absorções para as linhas espectrais em 792 nm e 797 nm [11], sendo uma ótima opção como meio ativo fundamental por possuir uma polarização natural. Mesmo assim, ele não permite no final a obtenção de potências elevadas, devido à baixa robustez contra fratura térmica [12].

## Nd:YLF



## Absorção



## Emissão

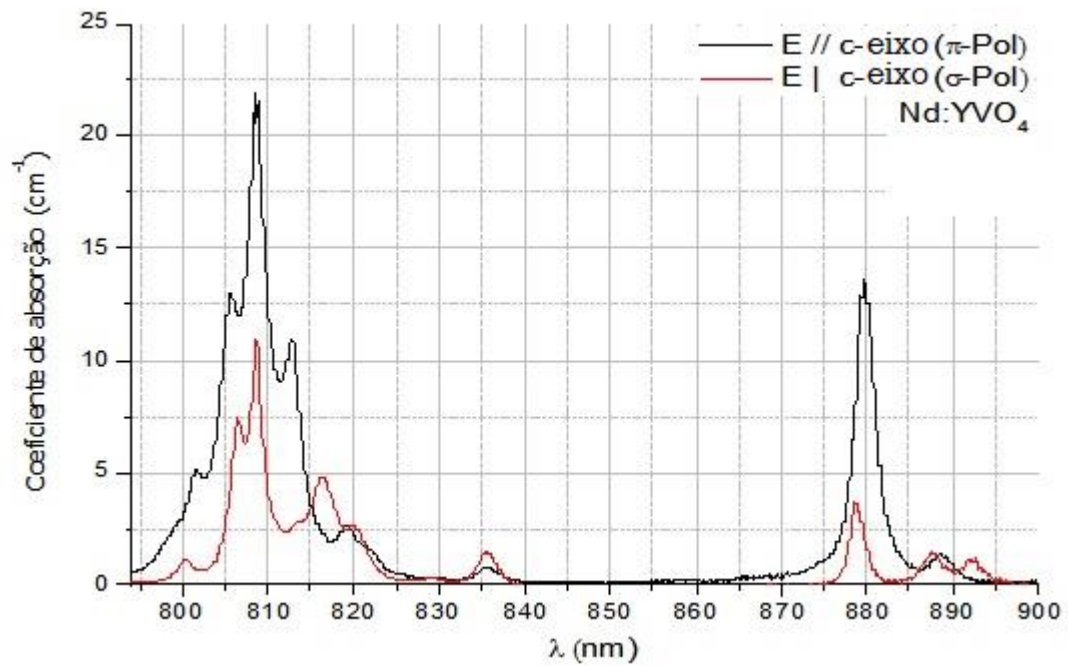
FIGURA 7. Espectros de Absorção e Emissão para o cristal Nd:YLF [11]  
 ( Fonte: CZERANOWSKY, C. Resonatorinterne Frequenzverdopplung Von diodengepumpten Neodym-Lasern MIT hohen Ausgangsleistungen in blauen Spektralbereich. Universität Hamburg, dissertação, 2002)

### 2.3.2. O cristal Nd:YVO<sub>4</sub>

Os cristais de vanadato de ítrio dopado com neodímio, Nd:YVO<sub>4</sub>, possuem várias propriedades espectroscópicas que para o seu uso em laser são vantajosos [7], conforme visto na FIG. 9 abaixo. Com uma seção de emissão estimulada cinco vezes maior que o Nd:YAG, uma forte absorção de banda larga é observada a 808 nm (FIG. 9). A forte absorção de bombeamento, neste cristal de estrutura cristalina tetragonal, depende da polarização, por ser naturalmente birrefringente. Em geral, sua emissão laser é polarizada ao longo da direção  $\pi$ , devido à seção de choque muito maior do que na direção sigma. Por possuir uma baixa condutividade térmica, o que impede uma boa dissipação de calor, o Nd:YVO<sub>4</sub> pode possibilitar a ocorrência de fraturas induzidas termicamente, sendo um obstáculo na operação de lasers de alta potência.

Comprimento de onda da transição ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2} (\pi)$	1064,3 nm
Largura de banda	0,8 nm
Seção de choque de emissão estimulada ( $\pi$ )	$25 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
Índices de refração	$n_a=1,958$ (ao longo do eixo a)
	$n_c=2,168$ (ao longo do eixo c)
Coeficientes termo-óptico	$dn_a/dT = 8,5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
	$dn_c/dT = 3,9 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Condutividade térmica média	0,05 W/cm.K
Densidade	4,22 g/cm <sup>3</sup>
Razão de Poisson	0,33
Comprimento de onda com o máximo pico de absorção	808,5 nm
Coeficiente de absorção em 808 nm	$34 \text{ cm}^{-1}$ (polarização $\pi$ )
	$10 \text{ cm}^{-1}$ (polarização $\sigma$ )
Tempo de vida de fluorescência	100 $\mu\text{s}$

FIGURA 8. Propriedades mecânicas e ópticas do cristal Nd:YVO<sub>4</sub> (Fonte: KORES, Cristine Calil. Desenvolvimento de um laser Raman com bombeamento transversal em configuração de ângulo rasante. 2015. Dissertação, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2015.)



*FIGURA 9. Espectros de absorção para o cristal Nd:YVO<sub>4</sub>, obtidos no Centro de Lasers e Aplicações do IPEN/USP*

O cristal Nd:YVO<sub>4</sub> é um *self*-Raman, pois apresenta excelentes propriedades ópticas para SRS no regime estacionário. Em uma transição de quatro níveis, para um corte no eixo *a* do cristal, a transição laser ocorre em 1064 nm, tendo uma linha Raman forte em 892 cm<sup>-1</sup> (FIG. 10), de maior valor de espalhamento, e seu 1º Stokes emitindo em 1176 nm.



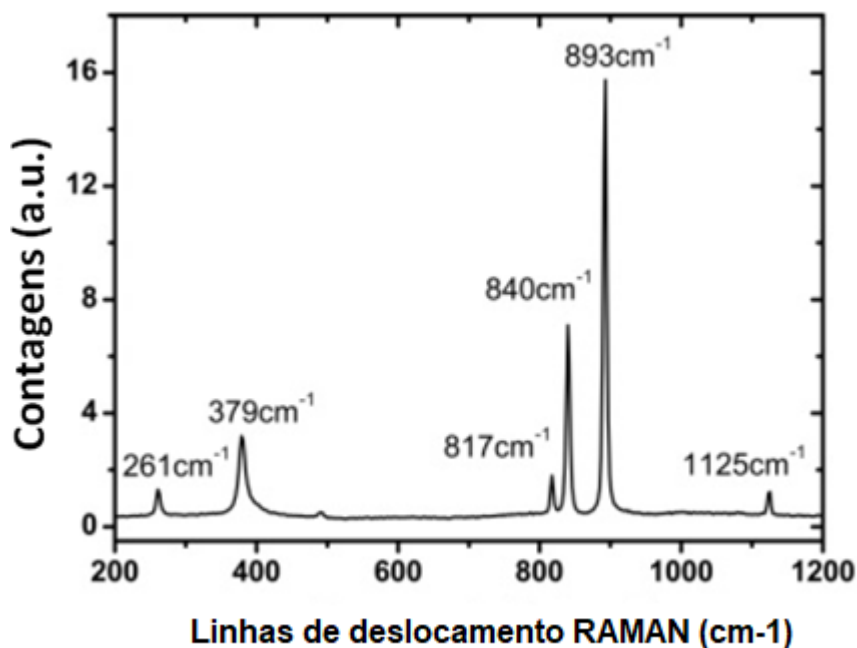


FIGURA 10. Espectro Raman para o corte em  $a$  do  $\text{Nd:YVO}_4$  [13]

#### 2.4. ESPALHAMENTO RAMAN ESTIMULADO

O Espalhamento Raman Estimulado (SRS) trata de um processo não-linear da luz, que envolve a interação do feixe laser com as vibrações moleculares de um material. Quando colocado na presença de um forte campo elétrico externo, uma molécula diatômica tem sua distribuição de carga polarizada. Essa molécula por sua vez adquire um dipolo que permite uma interação com esse campo em questão.

Esse campo exerce uma força na molécula proporcional a  $E^2$ , implicando na entrada de fótons para ocorrer a interação. Dois campos elétricos de mesma frequência do feixe de bombeamento ( $\omega_p$ ) impulsionam a interação fornecendo uma amplificação na frequência de  $\omega_p - \omega_0$ , onde  $\omega_0$  é a frequência da onda de vibração molecular. Portanto, essas três ondas produzem uma quarta onda na frequência  $\omega_p - \omega_0$  via polarização de terceira ordem, e a energia da frequência que está sendo bombeada pode ser transferida para a frequência do sinal  $\omega_p - \omega_0$ . Além desses processos, a mistura não linear de três ondas pode criar componentes de frequências adicionais como  $\omega_p - 2\omega_0$  [7].

## 2.5. LASER RAMAN

Os lasers Raman, baseados no SRS, permitem acessar comprimentos de onda que não seriam possíveis de se alcançar diretamente com lasers de estado sólido convencionais. É necessário que o bombeamento de energia provenha de uma emissão laser fundamental, para que uma fração do comprimento de onda deste seja convertido em um comprimento mais longo, permitindo a emissão Stokes. Essa particular mudança do comprimento de onda depende diretamente do meio ativo no qual o SRS está agindo. Além disso, se o nível de potência do laser for aumentado, linhas espectrais adicionais aparecem de ordem Stokes superior.

O efeito Raman trata de um processo inelástico de espalhamento da luz, onde um fóton incidente  $h\nu_p$  é espalhado se tornando um fóton  $h\nu_s$ , e a diferença de energia  $h(\nu_p - \nu_s) = h\nu_r$  é absorvida pelo material. Na FIG. 11,  $u$  é o estado superior da molécula, e  $i$  e  $f$  são os estados iniciais e finais. A princípio, a excitação do material pode ser uma pura excitação eletrônica ou uma excitação vibracional ou rotacional da molécula. O nível superior  $u$  pode ser um estado real ou um estado superior “virtual” [7].

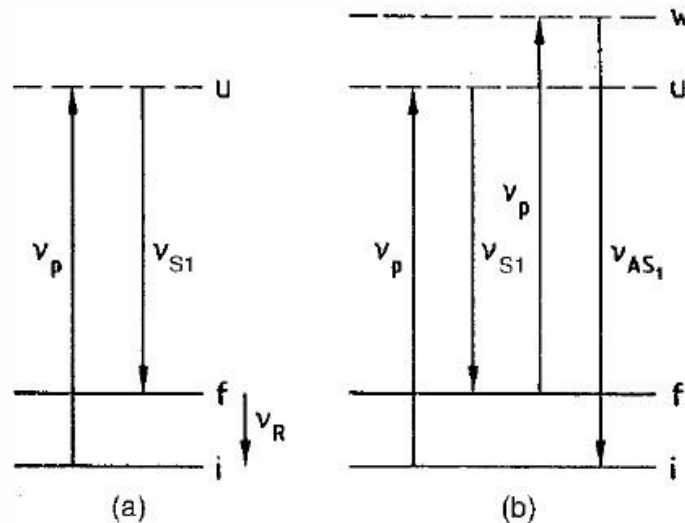


FIGURA 11. Esquema de um sistema de emissão laser Raman (Fonte: Solid-State Lasers – A Graduate Text; W. Koechner, M. Bass)

Chamamos a frequência  $\nu_s$  de Stokes e ela é menor que a frequência da luz incidente  $\nu_p$ . A relação da diferença entre  $\nu_p$  e  $\nu_s$  é dada pela expressão [7]:

$$\nu_p - \nu_s = \nu_R \quad (1)$$

Em um sistema, onde um estado se encontra excitado, pode ocorrer uma transição que emita um fóton de energia maior, a luz emitida contém frequências anti-Stokes ( $\nu_{AS1}$ ) maiores do que a frequência incidente, conforme FIG. 11. No SRS, a frequência de bombeio laser  $\nu_p$  excita moléculas para o nível  $u$ , e caso a inversão de população seja possível entre os níveis  $u$  e  $f$ , uma ação laser pode ser produzida. A radiação  $\nu_s$  passa a ser amplificada, levando a radiação de bombeio  $\nu_p$  a perder energia. Esse processo de mudança de frequência apresenta ganho exponencial e largura de linha estreita. A emissão na FIG. 11 (a) é chamada de linha 1° Stokes ( $S_1$ ) e se um feixe laser de alta potência se focalizar através do meio Raman, linhas Stokes adicionais aparecerão na saída. Em resumo, uma única frequência laser interagindo com as moléculas produz uma série de frequências, e cada uma é separada do seu vizinho por uma frequência espacial  $\nu_R$  [7].

As linhas Stokes possuem uma frequência baixa (comprimento de onda mais longo) e as linhas anti-Stokes possuem uma frequência alta (comprimento de onda mais curto). Podemos descrever o crescimento do campo elétrico  $E_2$  do comprimento de onda Stokes e a depreciação do campo de bombeamento  $E_1$  pelas seguintes expressões [7]:

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} = - \frac{\omega_p}{2cn_p} \chi_R'' |E_2|^2 E_1 \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial z} = - \frac{\omega_s}{2cn_s} \chi_R'' |E_1|^2 E_2 \quad (2)$$

Onde  $\omega_p - \omega_s = \omega_R$  são as frequências,  $n_s$  e  $n_p$  são os índices de refração e  $c$  é a velocidade da luz. Para um campo de bombeamento constante, o campo Stokes cresce exponencialmente com o ganho dado por [7]:

$$P_S(l) = P_S(0) \exp(g_S l) \quad (3)$$

As maiores atividades Raman presentes em cristais, são devidas a transições simétricas em seus modos de vibração de moléculas, contendo grupos moleculares de forte ligação covalente, como tungstatos, nitratos e carbonatos. Observar o espectro Raman

espontâneo auxilia para determinar o potencial de ação laser Raman em um cristal para a conversão de frequência. Ele deve constar apenas algumas linhas fortes com espessuras estreitas de linha, pois são muito complexos, especialmente em cristais birrefringentes. O meio ativo Raman pode ser colocado em uma cavidade separada, adicionado dentro do próprio ressonador ou o meio ativo fundamental pode ser o responsável pela emissão Raman recebendo, desse modo, a nomenclatura de *self*-Raman.

Um material cristalino possui estados de vibração muito específicos e, portanto, fornece mudança bem definida no comprimento de onda dos fótons [14]. A interferência dos campos fundamental e Stokes cria uma frequência de batimento que coincide com a frequência de vibração do cristal. Esta frequência de batimento estimula o SRS, resultando na amplificação do campo Stokes. O ganho óptico Raman é fortemente dependente da intensidade dos campos ópticos da emissão fundamental e Stokes. Em alta intensidade, esses campos estão próximos do limiar de dano do material, o que é necessário para se obter um SRS de forma eficiente.

## 2.6. KGW, O CRISTAL RAMAN

Para uma emissão Raman, um cristal comumente utilizado é o Tungstato de Potássio e Gadolínio,  $\text{KGd}(\text{WO}_4)$  ou KGW. Trata-se de um material, de simetria monoclinica, sendo amplamente utilizado na conversão de frequência [15]. Possui um alto limiar de dano, cerca de  $10 \text{ GW/cm}^2$ , e seus efeitos térmicos são significativamente baixos. Os cristais KGW geralmente se encontram com uma orientação de propagação ao longo do eixo  $b$  (eixo óptico  $N_p$ ), ao qual oferece melhores espectros de absorção e emissão. Nesse eixo são encontradas duas fortes linhas de emissão, em  $768 \text{ cm}^{-1}$  e  $901 \text{ cm}^{-1}$  [16], bem evidentes na FIG. 12.

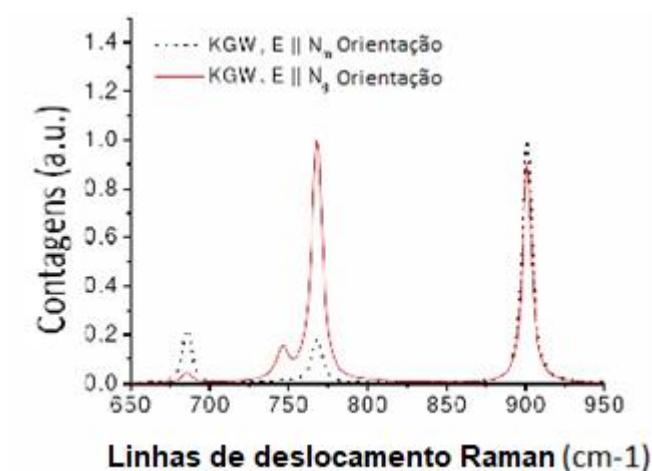


FIGURA 12. Linhas Raman no cristal KGW [22]

Essas linhas podem ser acessadas separadamente, alterando a orientação do cristal. O eixo do modo  $901\text{ cm}^{-1}$  é dominante para a orientação perpendicular ao eixo  $c$ , enquanto o modo em  $768\text{ cm}^{-1}$  predomina em uma orientação perpendicular ao eixo  $a$ . O KGW possui ganho óptico de  $3,3 - 4,4\text{ cm/GW}$  e para conseguir emitir radiação Raman, é necessário que ele seja irradiado com altas densidades de energia oriundas de uma primeira emissão laser.

### 2.6.1. Emissão Azul Parasita

Além da fluorescência natural emitida pelo cristal KGW, é possível observar uma emissão azul parasita. Trata-se de um efeito não esperado, que tem como origem a existência de traços de  $\text{Tm}^{3+}$  como impureza nesse material e, portanto, não fazendo parte do processo que envolve o SRS. O  $\text{Tm}^{3+}$  foi encontrado presente em uma alta concentração em cristais KGW e a emissão parasita acontece devido a transição dos níveis  $^1\text{G}_4$  para  $^3\text{H}_6$  no  $\text{Tm}^{3+}$ , ilustrado na FIG. 13.

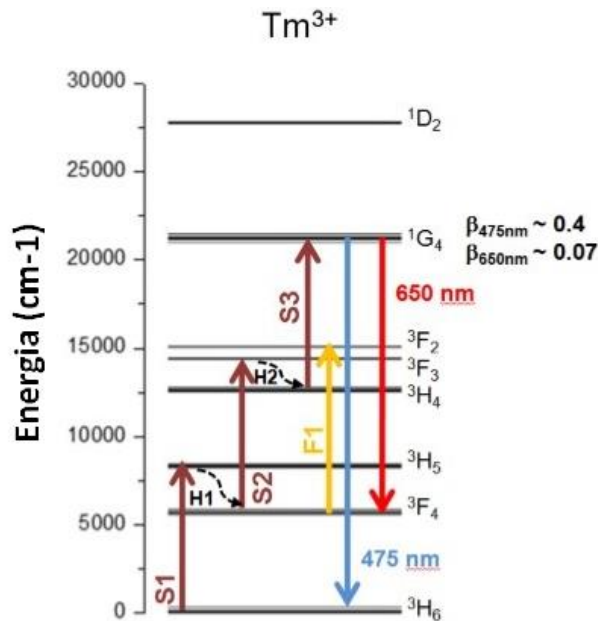


FIGURA 13. Níveis de energia do  $Tm^{3+}$  e sua emissão azul.

Quando um íon de  $Tm^{3+}$ , estando no nível mais baixo ( $^3H_6$ ), é excitado até o nível  $^3H_5$  através da absorção de um fóton do 1º Stokes, ele decai rapidamente sem emitir radiação para o nível  $^3F_4$ . Quando um segundo fóton do 1º Stokes é absorvido ou um fóton do fundamental povoa os níveis  $^3F_3$  ou  $^3F_2$ , respectivamente, ele decai povoando o nível  $^3H_4$ . Por último, quando um terceiro fóton Stokes é absorvido, o nível  $^1G_4$  é povoado e um fóton azul é emitido. Quando o cristal KGW encontra-se com uma orientação em  $901\text{ cm}^{-1}$ , ele passa a exibir uma forte emissão azul, por causa de contaminação com  $Tm^{3+}$ . Isso justifica a menor eficiência laser do KGW no final por causa desta conversão ascendente, retirando aproximadamente de 2% a 15% da energia Raman.

## 2.7. SEGUNDO HARMÔNICO E SOMA DE FREQUÊNCIAS

Em um meio não linear, a interação de duas ondas de frequências e intensidades semelhantes,  $\omega_1$  e  $\omega_2$ , pode gerar uma terceira frequência  $\omega_3$  [7]. Essas três ondas, sendo duas de frequências iguais,  $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ , e uma terceira de frequência,  $\omega_3 = 2\omega$ , pode ser gerada conforme a FIG. 14.

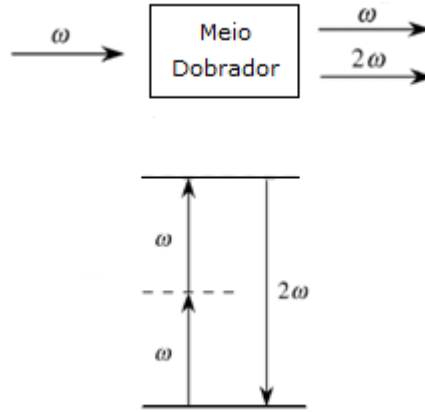


FIGURA 14. Emissão de uma onda de frequência  $\omega$  em um meio dobrador e dobramento de sua frequência.

É necessário ocorrer um casamento de fases entre as ondas, para que ocorra uma transferência eficiente de energia. Assim sendo, descrevemos essa relação como:

$$\Delta k = k_3 - k_2 - k_1 = 0 \quad (1)$$

As constantes de propagação das ondas 1, 2 e 3 são descritas acima como sendo  $k_1$ ,  $k_2$  e  $k_3$ , respectivamente. Temos que  $k_1 = k_2 = k_\omega$ , e  $k_3 = k_{2\omega}$ , portanto:

$$k_{2\omega} = k_\omega + k_\omega \quad (2)$$

Essas constantes, por sua vez, são descritas como sendo  $k_\omega = 2\pi \cdot n_\omega / \lambda_\omega$  e  $k_{2\omega} = 2\pi \cdot n_{2\omega} / (\lambda_\omega / 2)$ ;  $n_\omega$  e  $n_{2\omega}$  são os índices de refração, respectivamente, para o comprimento de onda fundamental e para o segundo harmônico e  $\lambda_\omega$  é o comprimento de onda fundamental. De um modo geral, podemos expressar a relação de casamento de fase de ondas, por:

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega = \frac{2\pi \cdot n_{2\omega}}{\lambda_\omega / 2} - \frac{4\pi \cdot n_\omega}{\lambda_\omega} = n_{2\omega} - n_\omega = 0 \quad (3)$$

A equação 3 descreve que para ocorrer uma transferência eficiente de energia, o cristal não linear em questão deve ter seu índice de refração idêntico para o comprimento de onda fundamental e para o segundo harmônico. Uma solução para que isso seja possível

é a utilização de cristais birrefringentes, que permitem que cada polarização se propague em um índice de refração diferente [18].

Ao descrevermos uma relação entre a potência gerada a partir do segundo harmônico  $P_{2\omega}$  e a potência do comprimento de onda fundamental  $P_{\omega}$ , chega-se em:

$$\frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = \frac{2 \cdot \omega^2 \cdot (d_{\text{eff}})^2}{\epsilon_0 \cdot c^3 \cdot (n_{\omega})^2 \cdot n_{2\omega} \cdot A} \cdot \text{sinc}^2\left(\Delta k \cdot \frac{l}{2}\right) \quad (4)$$

Onde  $d_{\text{eff}}$  é o coeficiente não linear efetivo do cristal não linear,  $A$  é a área do feixe que o laser fundamental gera dentro do cristal não linear de comprimento  $l$ , e a função  $\text{sinc}^2\left(\Delta k \cdot \frac{l}{2}\right) = [\text{sen}(\Delta k \cdot l/2)]^2 / (\Delta k \cdot l/2)^2$ .

A potência no segundo harmônico chega ao seu máximo quando existir um casamento de fase ( $\Delta k = 0$ ) entre os campos elétricos do primeiro e do segundo harmônicos, criando uma dependência de  $\Delta k$  visto na função  $\text{sinc}^2(\Delta k \cdot l/2)$ . Quando esse casamento de fase começa a ser desfeito, a potência gerada do segundo harmônico decai rapidamente, pois começa a retornar para o comprimento de onda fundamental. Na prática, o casamento de fase pode ser alcançado por alterações no ângulo ou na temperatura.

## 2.8. BiBO, O CRISTAL DOBRADOR

Para permitir a emissão de segundo harmônico e soma de frequências, foi utilizado um cristal não linear de Triborato de Bismuto,  $\text{BiB}_3\text{O}_6$  ou BiBO, muito promissor na conversão de emissões lasers no espectro correspondente ao azul. Esse material biaxial foi recém-desenvolvido e apresenta uma alta homogeneidade óptica com alto limiar de dano.

Sua estabilidade química e boas qualidades mecânicas, fazem do BiBO um material fácil de cortar e polir através dos métodos normais de procedimento, com uma densidade de  $4,89654 \text{ g/cm}^3$ . É um cristal não higroscópico com um grande e eficaz coeficiente não linear de 3,5 a 4 vezes mais elevado que o LBO e 1,5 a 2 vezes maior que o BBO [19].





*FIGURA 15. Fluorescência azul observada no cristal BiBO*

## 2.9. BOMBEAMENTO

Quando tratamos do bombeamento de um laser, ou seja, da energia fornecida para estimular as emissões em um meio ativo, o uso de lâmpadas e diodos surgem como as opções comumente utilizadas. Os diodos possuem uma eficiência na conversão de energia elétrica em eletromagnética diferentes se comparados com as lâmpadas. A eficiência de uma lâmpada halógena alcança cerca de 40%, enquanto um diodo pode variar de 25 a 50%, mesmo sendo equipamentos muito caros.

Porém, a vantagem dos diodos se encontra no fato de possuírem um espectro de emissão mais estreito cujo comprimento de onda emitido é possível sintonizar através da variação de temperatura de operação do diodo, podendo facilmente alcançar uma melhor sobreposição entre o espectro de emissão do diodo e o de absorção do meio ativo utilizado além de uma melhor sobreposição espacial e alta densidade volumétrica de radiação.

As lâmpadas, por sua vez, possuem um espectro mais largo e grande parte da energia do bombeamento incidente no cristal é transformada em calor. Os diodos possuem alta eficiência, uma redução no carregamento térmico do meio de ganho, e um tamanho reduzido.

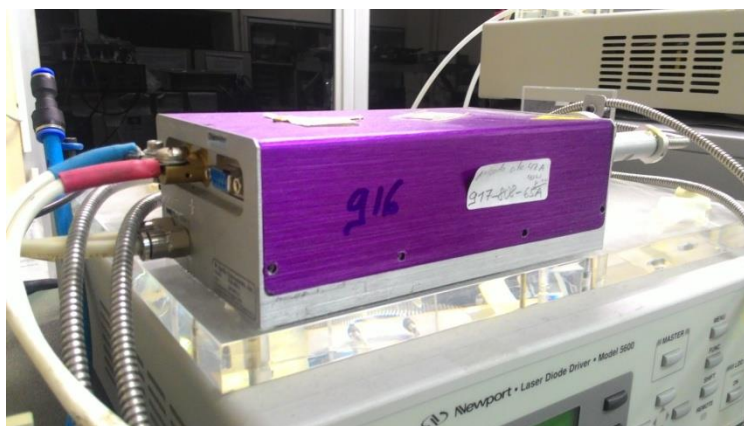
### 3. MATERIAIS E MÉTODOS

#### 3.1. CARACTERIZAÇÃO DOS DIODOS LASER

Para esse projeto, foram utilizados dois comprimentos de onda distintos para fornecer a energia de bombeamento necessária para promover a emissão laser. Os dois diodos laser operaram em regime *quasi-CW*, ou seja, o bombeamento é ligado em curtos intervalos de tempo, de modo pulsado, curtos o suficiente para reduzir os efeitos térmicos e longo o suficiente para fazer com que o processo laser entre em seu estado estacionário.

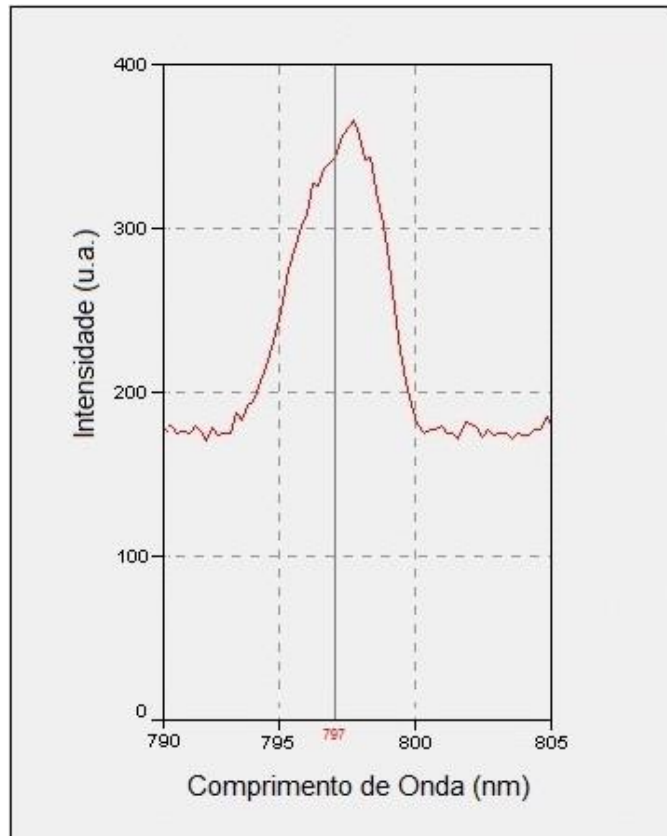
##### 3.1.1. Bombeamento feito em 797 nm

Para realizar o bombeamento no comprimento de onda em 797 nm, foi utilizado um diodo laser Apollo, que permite uma potência máxima de emissão de 60 watts, ligado a uma fonte Newport, com uma emissão não polarizada acoplado a uma fibra óptica de 200  $\mu\text{m}$  de diâmetro, conforme FIG. 16. O bombeamento foi ajustado para operar em uma frequência de 25 Hz, com duração de pulso de 691  $\mu\text{s}$ , ciclo útil de trabalho de 1,7% e corrente máxima podendo ser alcançada de 65 A.



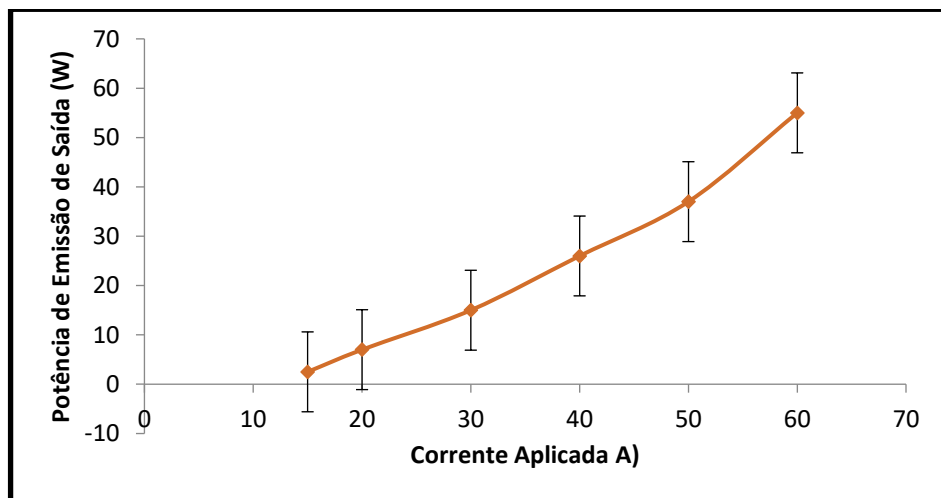
*FIGURA 16. Diodo Laser Apollo, acoplado a uma fibra óptica e ligado a uma fonte Newport.*

Em temperatura ambiente o diodo opera emitindo em 805 nm, sendo necessário se utilizar de um refrigerador Thermo Scientific – ThermChill II, operando em uma pressão de 35 *psi* para reduzir sua temperatura até a casa dos 08°C e, assim, conseguir variar e acessar o comprimento de onda de bombeamento desejado de 797 nm, visto na FIG.17. O espectro de emissão desse diodo foi confirmado utilizando um espectrômetro Ocean Optics, modelo HR 2000.



*FIGURA 17. Espectro de emissão do diodo, em regime q-cw, à temperatura de 8°C*

Com um medidor de potência Coherent, a potência de emissão de saída desse diodo foi medida, alcançando 55 W de potência para uma corrente máxima aplicada de 60 A (FIG. 18).



*FIGURA 18. Potência do diodo (797 nm) em função da corrente, em regime q-cw e temperatura de 8°C.*

### 3.1.2. Bombeamentos feitos em 872 nm e 880 nm

O segundo diodo desse trabalho foi da empresa LIMO, acoplado a uma fibra óptica de 100  $\mu\text{m}$  e refrigeração à ar (FIG. 19).

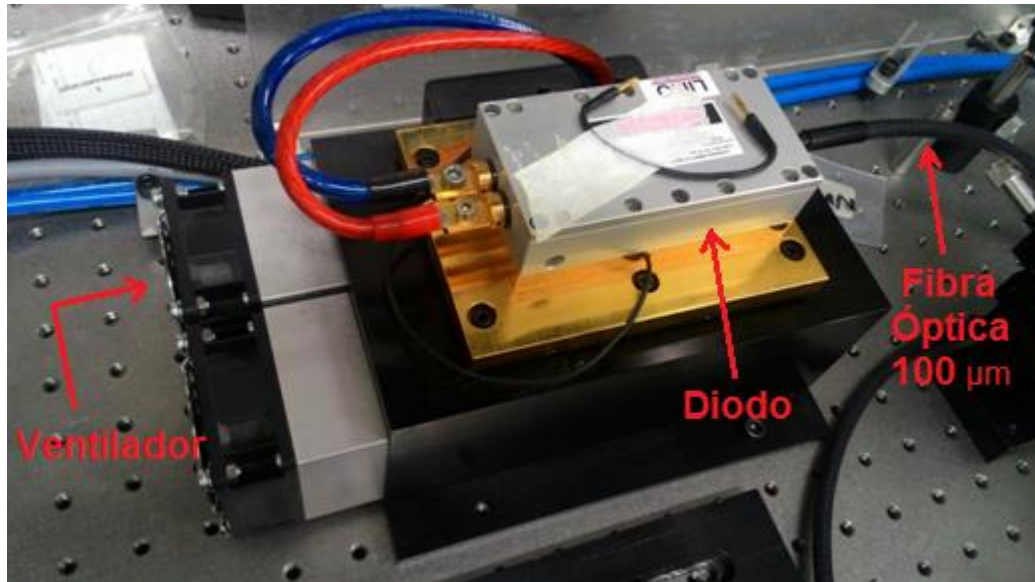


FIGURA 19. Diodo LIMO

O diodo LIMO possui a emissão à temperatura ambiente, em 880 nm (FIG. 20). Esse comprimento de onda corresponde ao segundo maior pico de absorção do Nd:YVO<sub>4</sub>, e foi utilizado justamente para se buscar resultados com esse cristal. Sendo a emissão em regime cw, um *chopper* de frequência 100 Hz foi acoplado logo na saída da fibra para permitir pulsos mais curtos, amenizando assim a carga térmica no cristal do meio ativo.

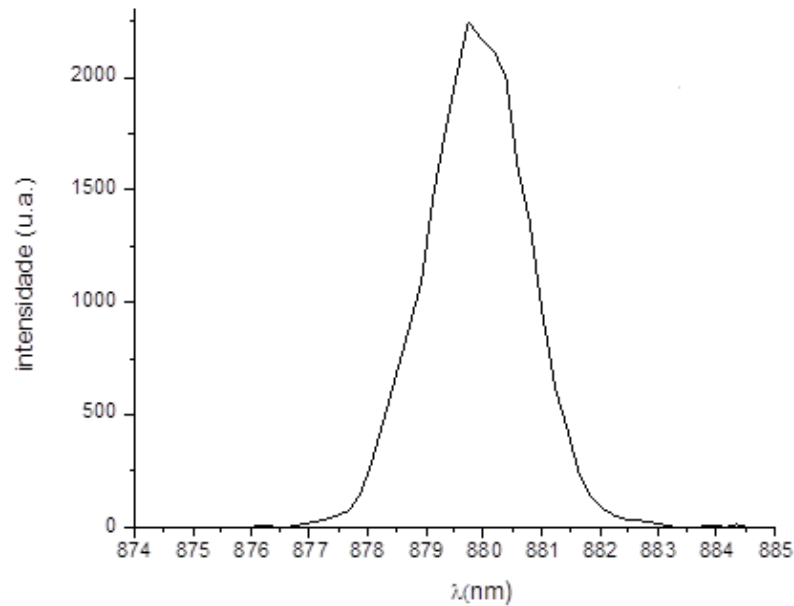
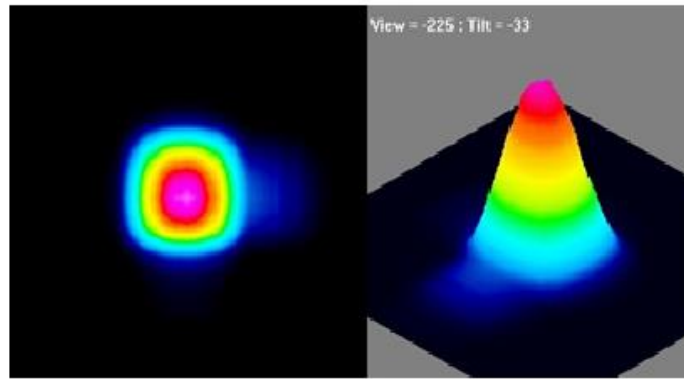


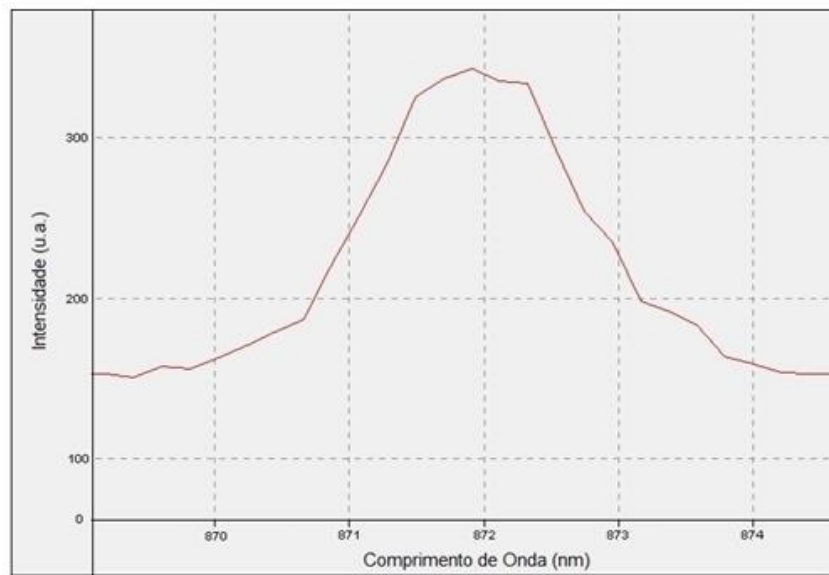
FIGURA 20. Espectro de emissão do diodo, em regime cw em 880 nm.

Para o cristal Nd:YLF, a transição de níveis  ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$  é a mais intensa no espectro de absorção (polarização  $\pi$ ) em 872 nm, em situações de temperatura amena. O coeficiente de absorção nessa transição é de  $1.6 \text{ cm}^{-1}$ , maior do que metade da transição de bombeamento  ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$  em 806 nm [12].

Com o auxílio do sistema de refrigeração, o diodo foi refrigerado a uma temperatura de  $7^\circ\text{C}$  para alcançar o comprimento de onda em 872 nm (FIG. 21). Em regime *quasi-cw*, a taxa de repetição foi mantida em 10 Hz e duração de pulso em 1,0 ms, para se manter o mesmo ciclo útil de 1,7% do diodo Apollo, de 797 nm.



(a)



(b)

*FIGURA 21. (a) Perfil do feixe de bombeamento observado por um analisador de feixes.  
(b) Espectro de Emissão do diodo LIMO, em regime q-cw.*

A uma corrente máxima de 45 A o diodo emite uma potência de 37 W logo em sua saída, antes mesmo de passar pela fibra óptica. Na FIG. 22 temos a potência real que chega ao cristal, após seu trajeto pela fibra e pelos componentes ópticos iniciais (telescópio) da montagem laser. Efetivamente, portanto, uma potência de 27 W chega ao meio ativo.

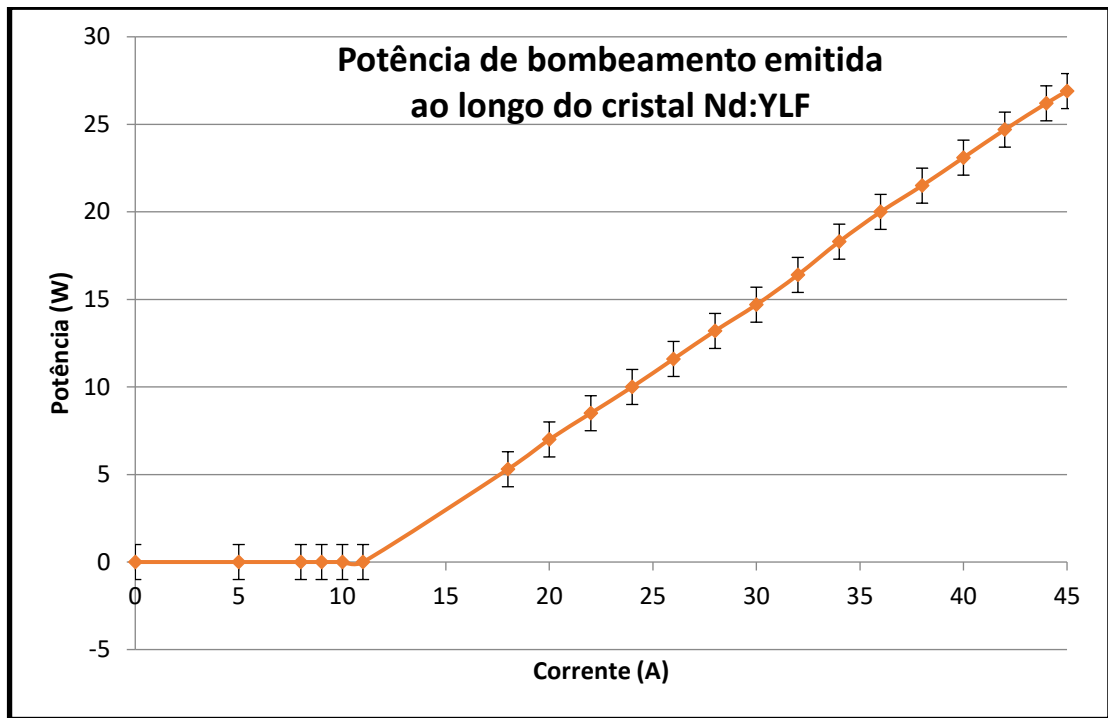


FIGURA 22. Potência emitida pelo diodo LIMO em função da corrente aplicada.

### 3.2 CRISTAIS

Neste trabalho, foram utilizados diversos cristais de Nd:YLF e um de Nd:YVO<sub>4</sub>, fabricados na China (Crystech), com suas faces revestidas com camadas dielétricas antirreflexo de banda larga. Os cristais de YLF foram dopados com 0,7% de Nd<sup>3+</sup>, enquanto os de YVO<sub>4</sub> receberam uma dopagem de 1% do íon de neodímio. Os cristais foram envolvidos com folhas de índio e inseridos dentro de suportes de cobre, como visto na FIG. 23, com dutos internos para permitir a circulação de água com o intuito de refrigerar o material e evitar possíveis danos térmicos provenientes do bombeamento. Ambos os cristais eram cortados ao longo do eixo *a*, ou seja, foram cortados de maneira que o laser se propague ao longo do seu eixo *a*.

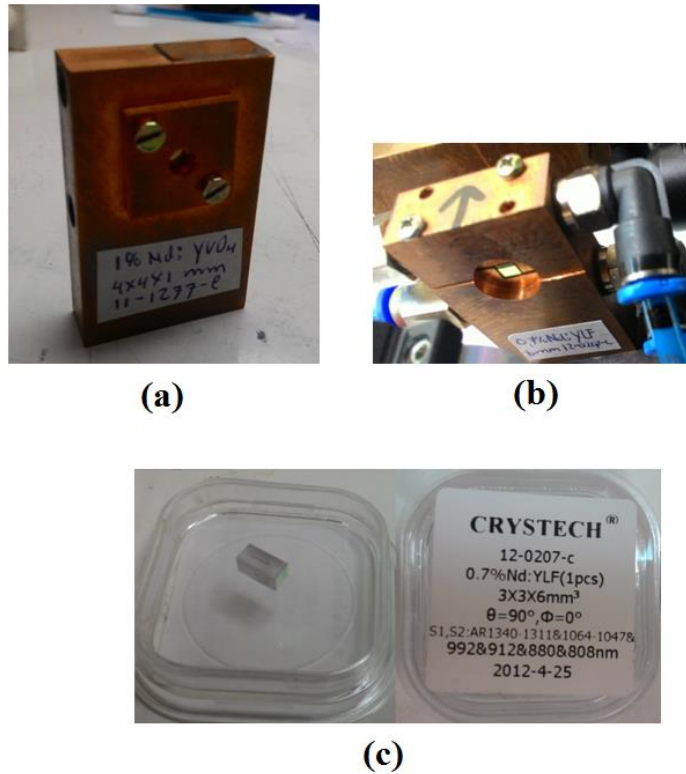


FIGURA 23. (a) e (b) Cristais de Nd:YVO<sub>4</sub> e Nd:YLF, respectivamente, inseridos dentro de um suporte de cobre com dutos internos para circulação de água. (c) Cristal de Nd:YLF dentro de sua embalagem.

Os três cristais de Nd:YLF trabalhados (3x3x3 mm<sup>3</sup>, 3x3x6 mm<sup>3</sup> e 3x3x9 mm<sup>3</sup>), foram submetidos a testes para constatar quanto absorviam de energia para cada comprimento de onda de bombeamento (797 nm e 872 nm). O resultado é apresentado na FIG. 24.

Dimensões dos Cristais (mm <sup>3</sup> )	Absorção de Energia (%)	
	Bombeio 797 nm	Bombeio 872 nm
3x3x3	46,14	13,25
3x3x6	71	26,5
3x3x9	84	39,75

FIGURA 24. Porcentagens de absorção do bombeamento de energia para os tamanhos do cristal Nd:YFL utilizados no trabalho.



O cristal de  $\text{Nd:YVO}_4$  também passou por testes semelhantes, apresentando uma absorção de cerca de 60% para o bombeamento em 880 nm.

O cristal de KGW ( $5 \times 5 \times 10 \text{ mm}^3$ ) foi igualmente envolvido por uma folha de índio e fixado em um suporte de cobre. Esteve inserido na cavidade de forma perpendicular aos demais componentes (FIG. 25), para possibilitar o acesso ao eixo óptico Raman em  $901 \text{ cm}^{-1}$ .

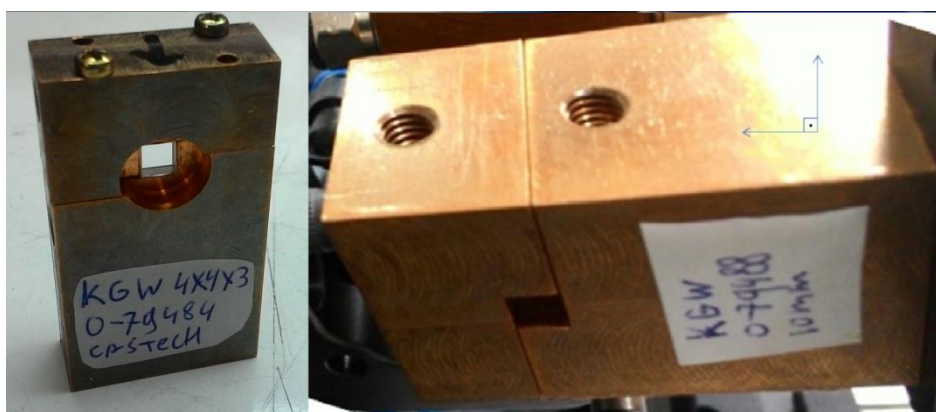


FIGURA 25. Cristal KGW inserido perpendicularmente em um suporte de cobre

Por fim, o último cristal da sequência a ser trabalhado, o BiBO de dimensões  $4 \times 4 \times 5 \text{ mm}^3$  (FIG. 26), foi fixado em um suporte de cobre com rasgo em L, e envolto por folha de índio. Com o auxílio de uma base rotativa (FIG. 34 c), foi possível posicioná-lo em um ângulo de cerca de  $7^\circ$  em relação a incidência do feixe ressonante. Esse ajuste angular é para permitir o casamento de fase no cristal, uma vez que ele não ocorre por temperatura como os outros citados aqui.

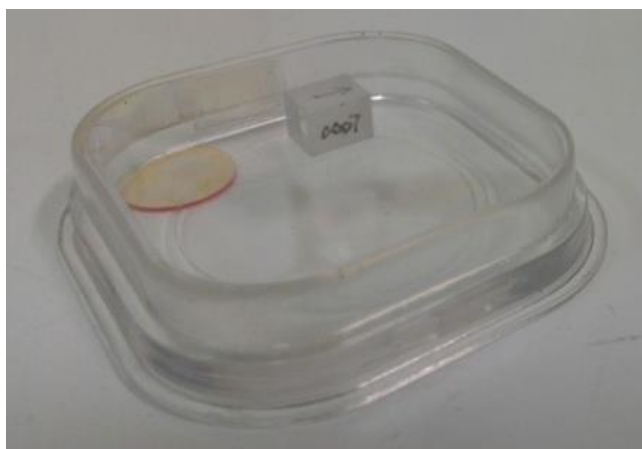
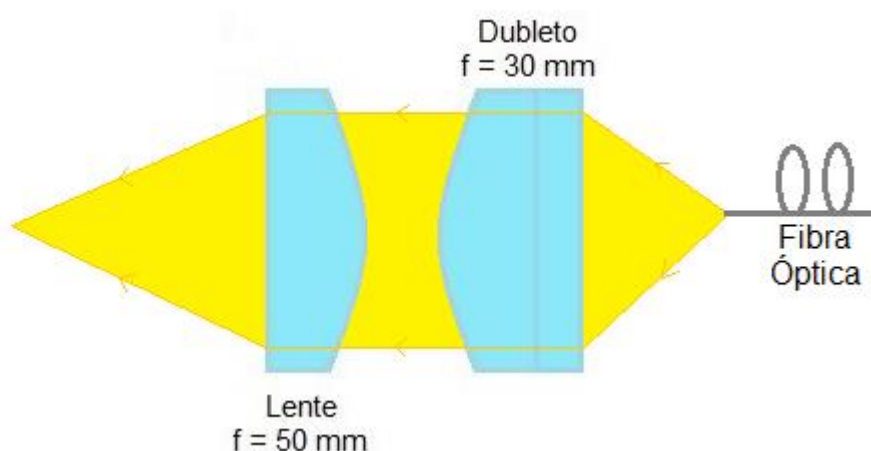


FIGURA 26. Cristal BiBO  $4 \times 4 \times 5 \text{ mm}^3$

### 3.3 COMPONENTES ÓPTICOS

Os componentes ópticos compuseram uma parte crucial desse trabalho, desde as lentes e dubletos que compunham o telescópio, destinados a fazer a colimação do feixe de bombeamento, até os espelhos da cavidade responsáveis pelo feixe ressonante.

Para o telescópio foram utilizados um dubleto plano-convexo de diâmetro 25,4 mm e foco de 30 mm (camada antirefletora de 650-1050 nm) e uma lente plano-concavo de mesmo diâmetro e foco 50 mm (sem camada antirefletora). As fibras ópticas possuíam uma abertura numérica  $NA = 0,22$  e diâmetros de 100  $\mu\text{m}$  e 200  $\mu\text{m}$ . O sistema todo é visto na FIG. 27.



*FIGURA 27. Telescópio utilizado para colimar o feixe de bombeamento e criar um foco dentro da cavidade laser*

Para a cavidade ressonante, os espelhos foram fabricados com camadas dielétricas especiais para esse trabalho, pois qualquer perda nos espelhos poderia inviabilizar a operação laser SRS. Os dois principais espelhos utilizados foram produzidos pela LAYERTEC de diâmetros de 12,7 mm e côncavos de  $r = 50 \text{ mm}$  (FIG. 28); suas especificações são apresentadas na FIG. 29.

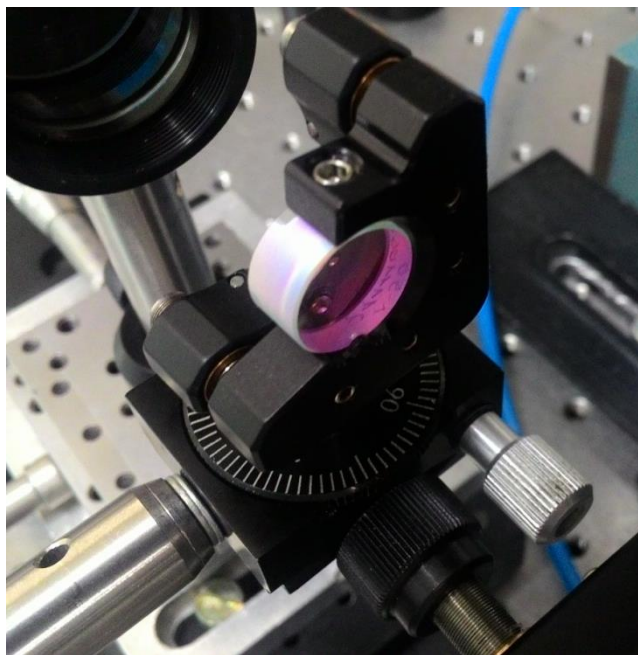


FIGURA 28. Espelhos côncavos LAYERTEC.

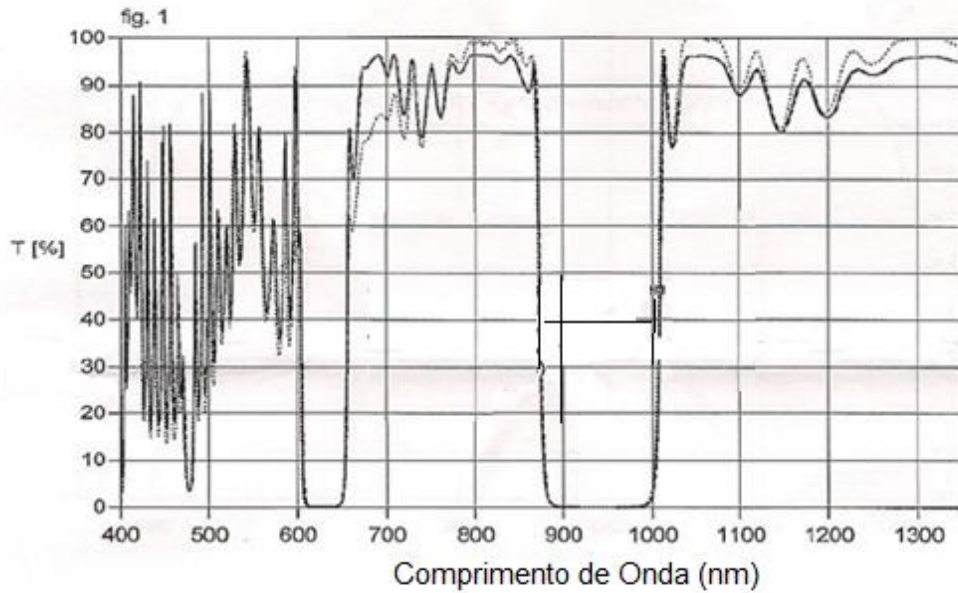
<b>Batch Z1111066 (espelho de entrada)</b>
992:0PC50Ar490AR808 LAYERTEC HR (910-990 nm) R > 99,9% @992 nm AR (450-500+808+1047-1064+1311-1340 nm) T (%) = 0
<b>Batch Z1111042 (espelho de saída)</b>
992:0,2PC50AR490AR808 LAYERTEC HR (910-990 nm) R = 99,8% @992 nm AR (450-500 + 808+1047-1064+1311-1340 nm) T (%) = 0,2

FIGURA 29. Especificações dos espelhos LAYERTEC utilizados.

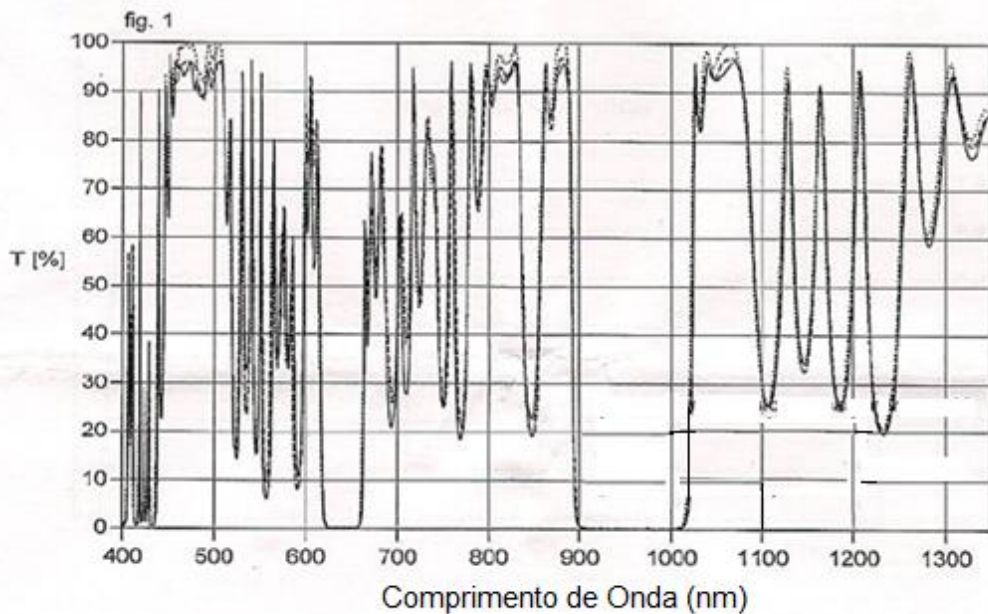
Os dois espelhos côncavos possuem alta refletividade ( $R > 99,98\%$ ) para comprimentos de onda fundamental de 908 nm e Stokes 990 nm, e alta transmissão para os

comprimentos de bombeamento de 797 e 880 nm. Porém, para 990 nm o espelho de entrada transmite 0%, enquanto o de saída permite uma transmissão de 0,28%.

**batch Z1111042**



**batch Z1111066**



*FIGURA 30. Espectros de transmissão dos dois espelhos LAYERTEC em relação aos comprimentos de onda.*

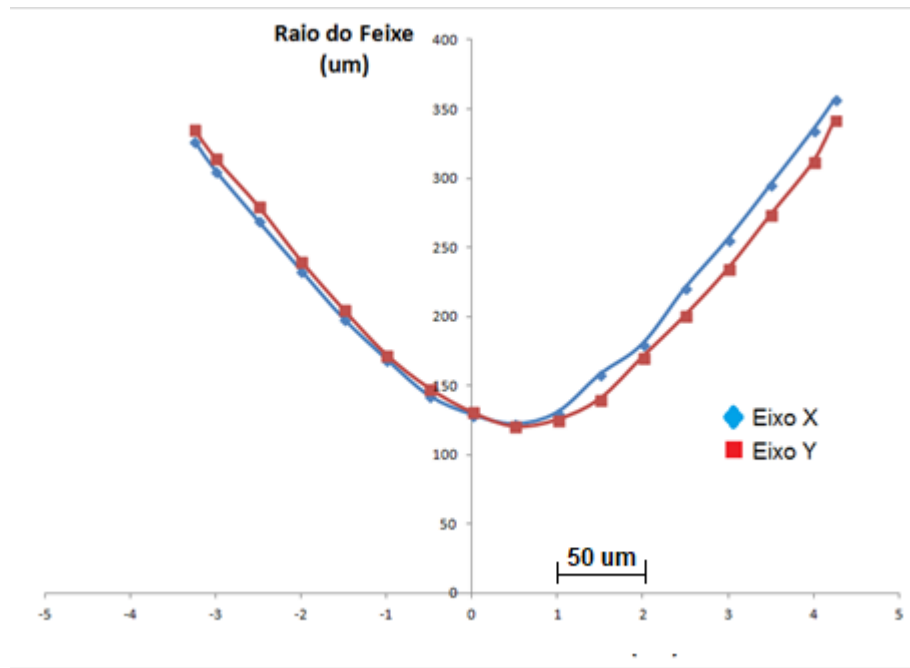
### 3.4 CONFIGURAÇÃO LONGITUDINAL

Antes de efetuar a montagem do arranjo, foi utilizado o *software* LASCAD para realizar simulações e estudos quanto à construção e o comportamento da cavidade laser do projeto. Esse passo foi fundamental, uma vez que foi possível avaliar as condições e dimensões dos feixes, tanto de bombeio quanto ressonante, dentro do ressonador em questão. Além de averiguar o tamanho da cavidade final, a partir das distâncias entre lentes, espelhos e cristais utilizados, bem como os limiares de estabilidade da mesma. Na FIG. 31 está apresentada a simulação do feixe de bombeamento sendo focalizado dentro da cavidade ressonante e o quanto o índice de refração dos cristais Nd:YLF e Nd:YVO<sub>4</sub> alteram o diâmetro do mesmo.

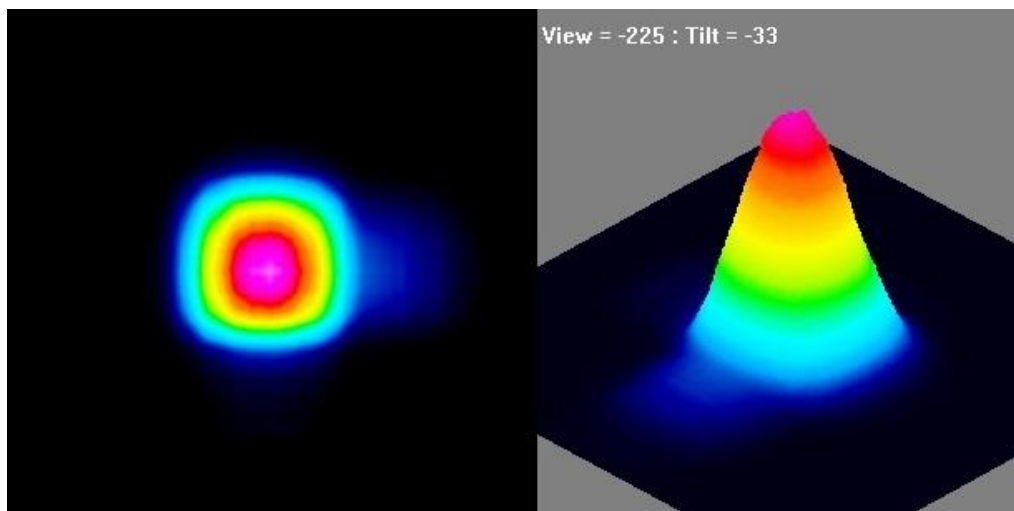


*FIGURA 31. Simulação do feixe de bombeamento dentro da cavidade laser no software LASCAD.*

Para verificar, portanto, o diâmetro real do feixe de bombeamento incidido, foi utilizado um sistema de medida de largura de feixe, chegando a um valor de raio no foco próximo de 120  $\mu\text{m}$ . Na FIG. 32 (a) pode ser observado o raio do feixe perto do foco e na FIG. 32 (b) pode ser observado o perfil tridimensional do feixe.



(a)



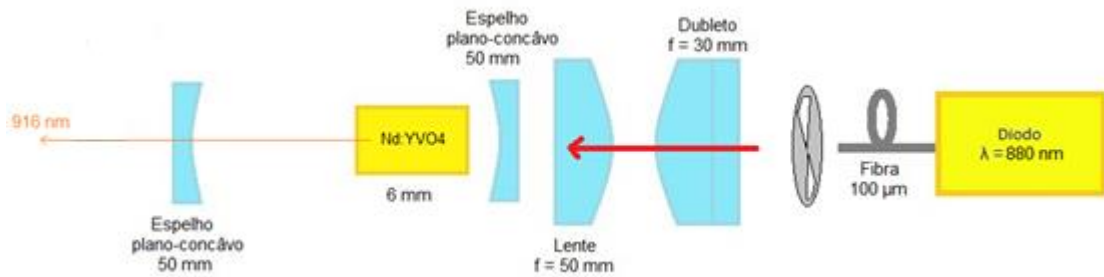
(b)

FIGURA 32. (a) Raio do feixe de bombeamento.

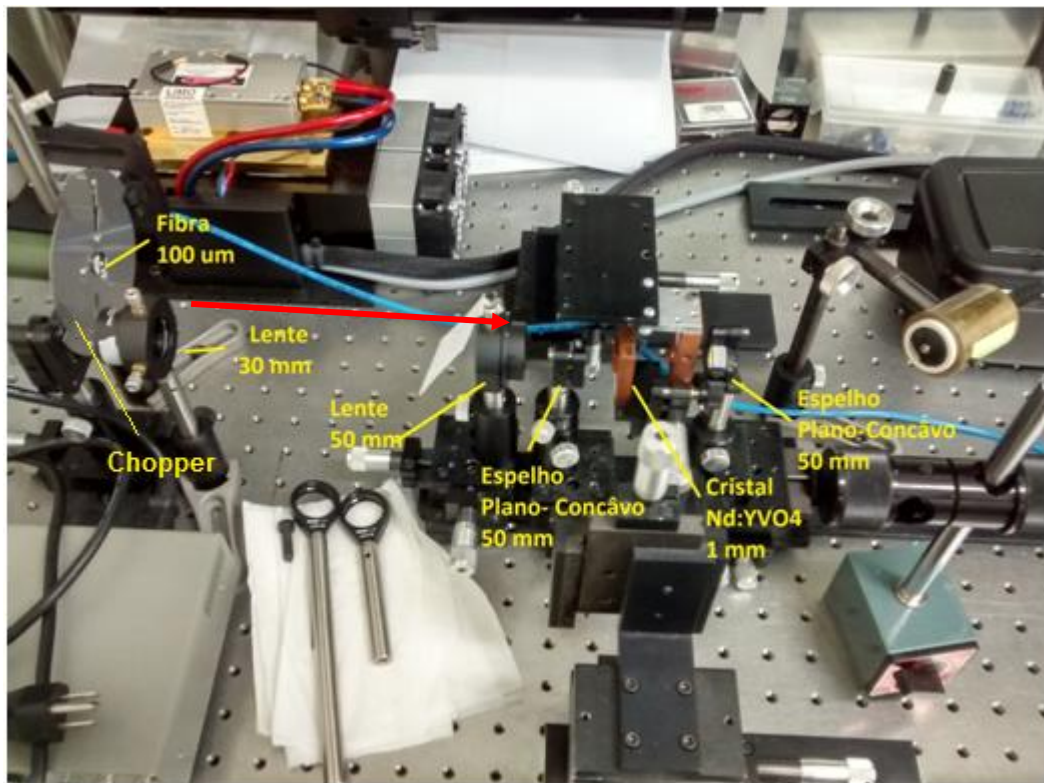
(b) Distribuição da intensidade do feixe.

O ressonador laser trabalhado possui uma configuração longitudinal, em que o feixe de bombeamento dentro do meio ativo se sobrepõe precisamente com o feixe laser de comprimento de onda fundamental ao longo de toda cavidade [20]. Trata-se da configuração mais eficiente para a transferência de energia para o meio ativo, pois permite o máximo de aproveitamento da energia de bombeamento.

Na FIG. 33, é ilustrado e esquematizado o sistema laser Nd:YVO<sub>4</sub>. A fibra de 100  $\mu\text{m}$  bombeia energia em 880 nm, em modo cw, passando por um chopper à 100 Hz de frequência. O cristal recebe um feixe focalizado, que passou pelo telescópio (lentes de 30 mm e 50 mm). Após isso, ocorre a emissão de um feixe ressonante em 914nm.



(a)

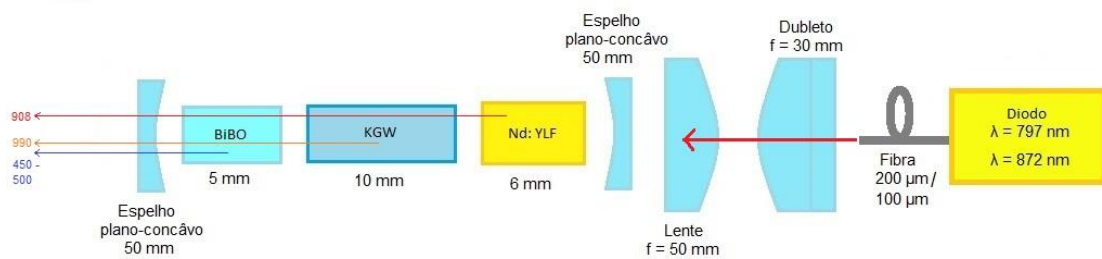


(b)

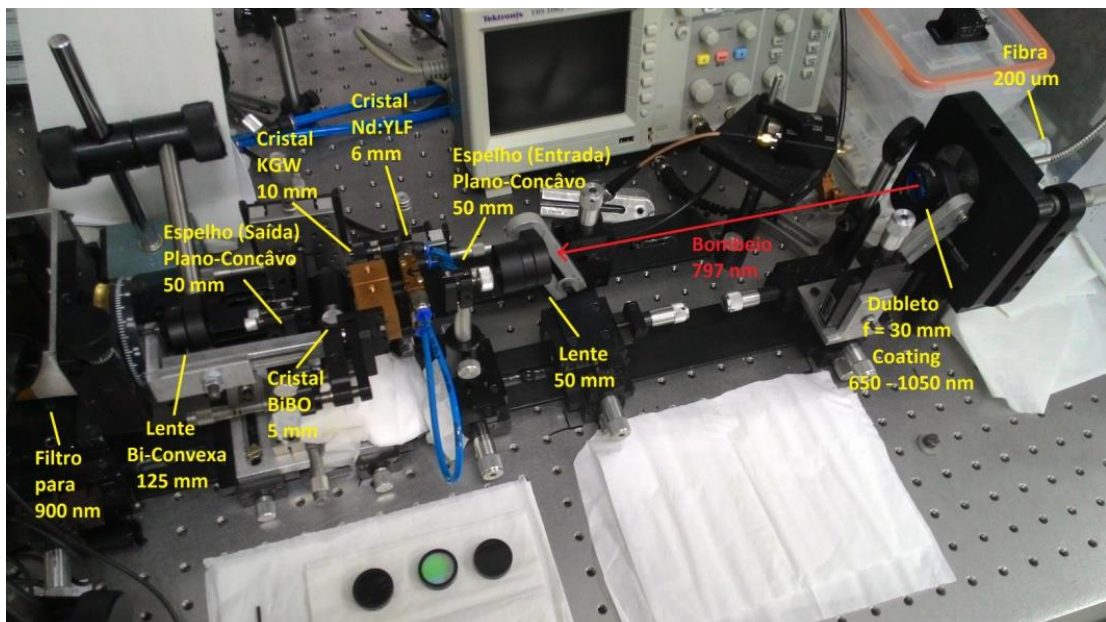
FIGURA 33. (a) Figura esquemática da configuração longitudinal utilizada para a cavidade de Nd:YVO<sub>4</sub>. (b) Fotografia do sistema laser construído.

Na FIG. 34, é ilustrado e esquematizado o sistema laser Nd:YLF. O diodo laser bombeia em 797 nm ou 872 nm através de uma fibra óptica acoplada. O cristal de

Nd:YLF recebe um feixe focalizado que passa através de um telescópio (lentes de 30 mm e 50 mm), criando um campo laser fundamental em 908 nm que, dentro de um cristal de KGW, é convertido em Stokes de 990 nm. O cristal não-linear de BiBO é responsável pela conversão dos campos intracavidade para a faixa do espectro visível através da geração de segundo harmônico (SHG) ou geração de soma de frequência (SFG).

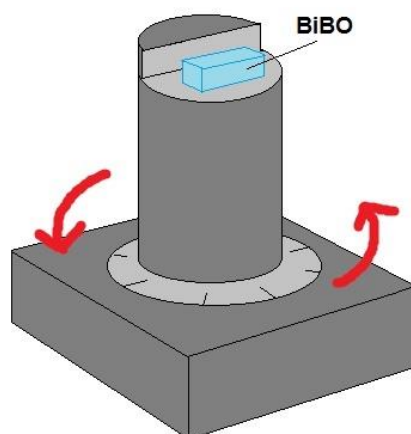


(a)



(b)





(c)

*FIGURA 34. (a) Figura esquemática da configuração longitudinal utilizada. (b) Fotografia do sistema laser construído (c) Suporte angular que proporciona uma rotação de 7° para o cristal BiBO.*

## 4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

### 4.1. BOMBEAMENTO EM 797 NM

Para a configuração utilizando o bombeamento em 797 nm, a emissão de três-níveis do Nd:YLF foi obtida, em 908 nm, conforme mostra a FIG. 35, espectro medido pelo espectrômetro Ocean Optics HR2000.

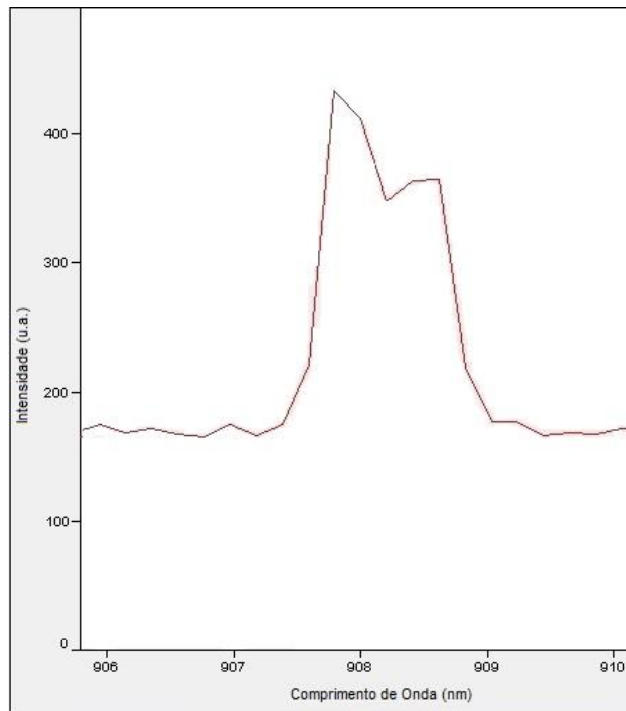


FIGURA 35. Espectro de emissão no fundamental em 908 nm

O laser fundamental em 908 nm [21,22] quando é absorvido pelo cristal KGW, consegue acessar dois comprimentos Stokes diferentes, levando ao 990 nm [23], que é o foco desse trabalho e também ao 976 nm, resultados diretos dos modos Raman em  $901\text{ cm}^{-1}$  e  $768\text{ cm}^{-1}$ . Com uma potência mínima exigida de 2 W, essa emissão fundamental proporcionou uma oscilação Raman no cristal de KGW, levando-o a emitir no comprimento de onda de 990 nm (FIG. 36). Um filtro FEL0950 foi colocado logo na saída, para garantir que a emissão medida era realmente a do Stokes, antes de ser comprovada também pelo espectrômetro.

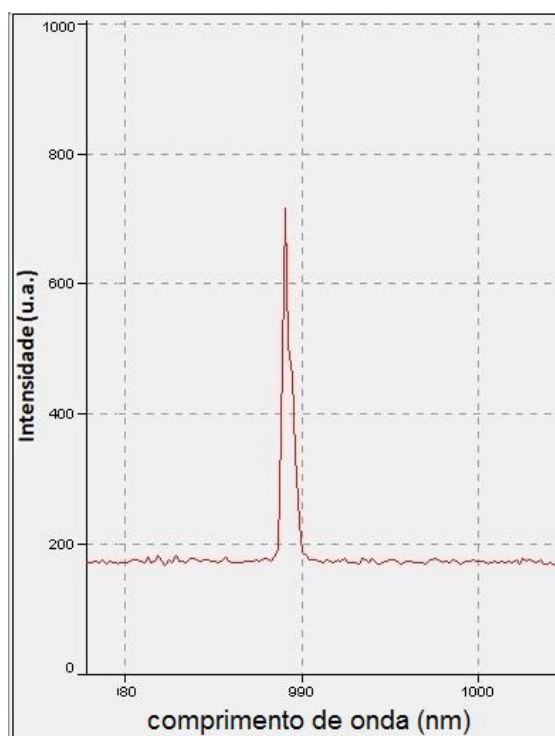


FIGURA 36. Espectro de emissão Stokes em 990 nm

Com a emissão Raman obtida, foi necessário mensurar qual dos três cristais distintos de Nd:YLF possuía uma melhor relação entre potência absorvida e potência de saída. Para um regime *quasi-cw*, o cristal de 6 mm apresentou melhor eficiência (*slope efficiency* de 2,56 %) gerando uma potência de saída de 380 mW para 23 W absorvidos (FIG. 37). O de 3 mm possui uma taxa de absorção menor, devido ao seu comprimento diminuto, o que o leva a emitir uma potência mais baixa, porém é um caso diferente do de 9 mm que mesmo possuindo a maior taxa de absorção dos cristais trabalhados, oferece uma potência igualmente menor devido a reabsorção ao longo do material.

O cristal sendo refrigerado a baixas temperaturas oferece maiores potências de saída, sendo constatado um aumento de cerca de 1 % na potência final, a cada grau Celsius de redução de temperatura. Por isso, se manteve o Nd:YLF a uma temperatura constante e segura de 10° C.

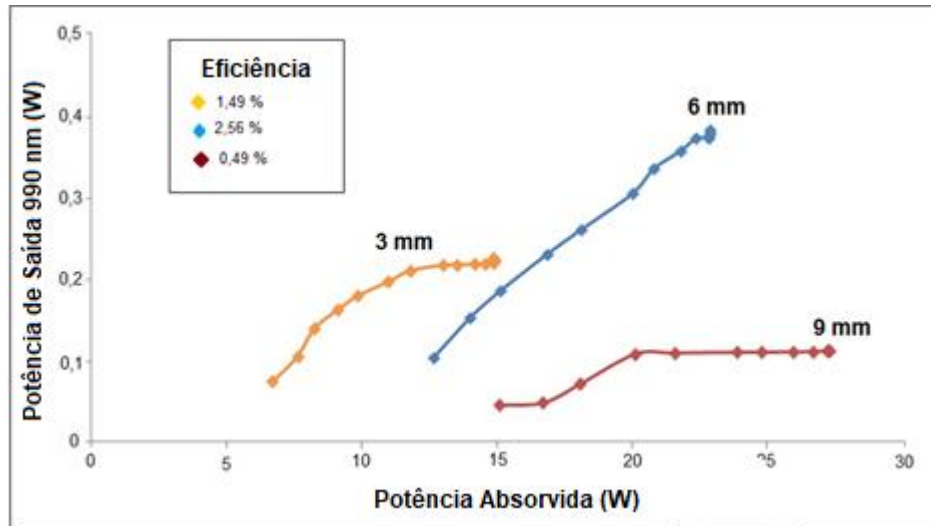


FIGURA 37. Relação entre potências de saída para o Raman (990 nm) e absorvidas (797 nm) para os três cristais de Nd:YLF.

Em seguida, foi introduzido na cavidade o cristal não linear BiBO, de comprimento de 5 mm. Com esse cristal foi possível gerar segundo harmônico e soma de frequências, permitindo acessar regiões espectrais no azul. Foram obtidos quatro comprimentos de onda entre 450-500 nm [24,25] (FIG. 38).

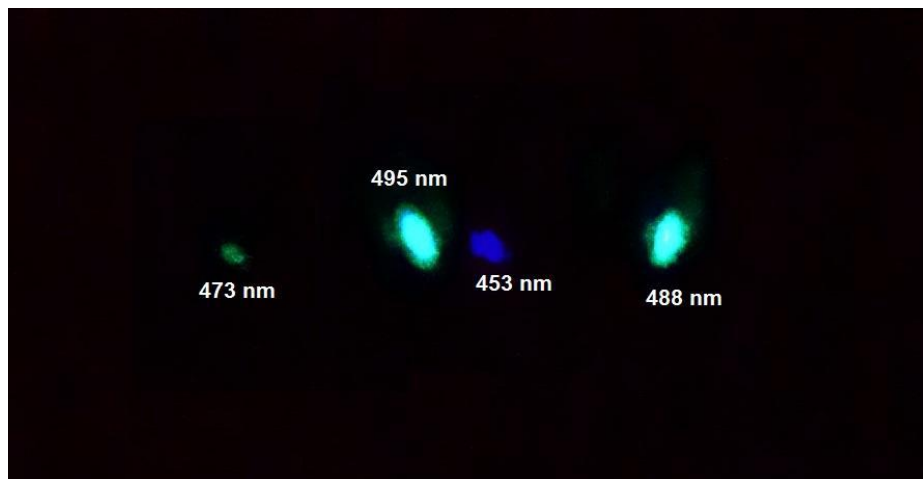


FIGURA 38. Fotografia das emissões no azul emitidas

A separação de cores foi viabilizada com uma grade de difração de 1.200 linhas. As potências finais das emissões em 453 nm (segundo harmônico do 908 nm), da 473 nm (resultado da soma de frequências do 908 nm e 990 nm) e da emissão em 495 nm (segundo harmônico do 990 nm), estão apresentadas na FIG. 39 a seguir.

Comprimento de Onda (nm)	Potência Pico Final (mW)
453	55,2
473	58,12
495	49,4

FIGURA 39. Potência média para cada emissão azul obtida.

A emissão em 488 nm (segundo harmônico da segunda linha Raman 976 nm), mesmo que foi visualmente obtida não foi possível de ter sua potência mensurada por possuir valores muito baixos. A comparação entre as eficiências finais das potências no espectro azul obtidas estão contidas na FIG. 40, onde são demonstrados desempenhos semelhantes.

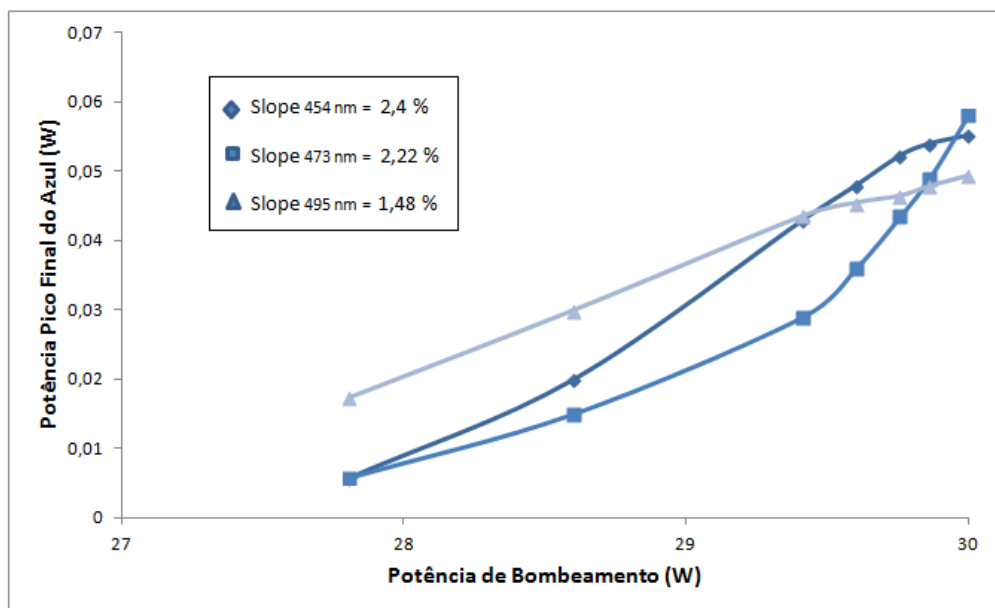


FIGURA 40. Comparação entre as eficiências para as potências das emissões no azul

#### 4.2. BOMBEAMENTO EM 872 NM

Para a configuração bombeada em 872 nm [12], a absorção do cristal de Nd:YLF é demasiadamente baixa para manter o bombeamento com um único passo. Foi necessário usar um método de bombeamento de passo duplo, obtido através da inserção de um

espelho de saída com uma alta refletividade no comprimento de onda de bombeamento, fazendo a energia transmitida pelo cristal retornar ao mesmo para permitir que ele a absorva. Na FIG. 41, estão contidas as porcentagens de absorção obtidas para 872 nm.

<b>Dimensões dos Cristais (mm<sup>3</sup>)</b>	<b>Absorção de Energia 872 nm (%)</b>
3x3x3	24,74
3x3x6	45,98
3x3x9	63,70

*FIGURA 41. Taxas de Absorção em 872 nm, após dois passes.*

Porém, mesmo com esse duplo passo a absorção se manteve menor que a oferecida pelo bombeamento em 797 nm. Aliado a isso, os espelhos comumente utilizados não permitiam uma alta refletividade para 872 nm e uma transmissão ideal para se alcançar uma emissão em três níveis do Nd:YLF, e por fim um feixe ressonante de 908 nm. Diversos espelhos disponíveis foram analisados, porém, nenhum atendeu as condições necessárias totalmente, fazendo com que somente a emissão de quatro níveis, em 1064 nm, fosse alcançada.

O cristal de 3 mm teve uma potência de saída de 387 mW, para 6,6 W absorvidos; o de 6 mm teve uma potência de saída de 417 mW, para 12,41 W absorvidos e o de 9 mm com 295 mW de saída, para 17,19 W absorvidos.

Por mais que se trate de um pico de absorção menos intenso no Nd:YLF, trabalhos futuros podem se utilizar da vantagem desse bombeamento ao se conseguir gerar um feixe em 908 nm e posteriormente uma emissão Raman. Com a possibilidade do calor localmente gerado dentro do meio ativo ser menor, isso amenizaria os problemas térmicos do cristal, possibilitando uma potência de saída mais elevada.

### 4.3. BOMBEAMENTO EM 880 NM

Paralelamente, começamos a estudar com essa mesma configuração linear de cavidade, uma que permitisse utilizar o cristal Nd:YVO<sub>4</sub>, como meio ativo fundamental e emissor Raman [1]. Com o bombeamento em 880 nm foi alcançada uma oscilação na transição de três-níveis do Nd:YVO<sub>4</sub> ( $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ ), com uma emissão fundamental em 914 nm. O espectro é apresentado na FIG. 41 e foi medido através do espectrômetro Ocean Optics modelo HR2000.

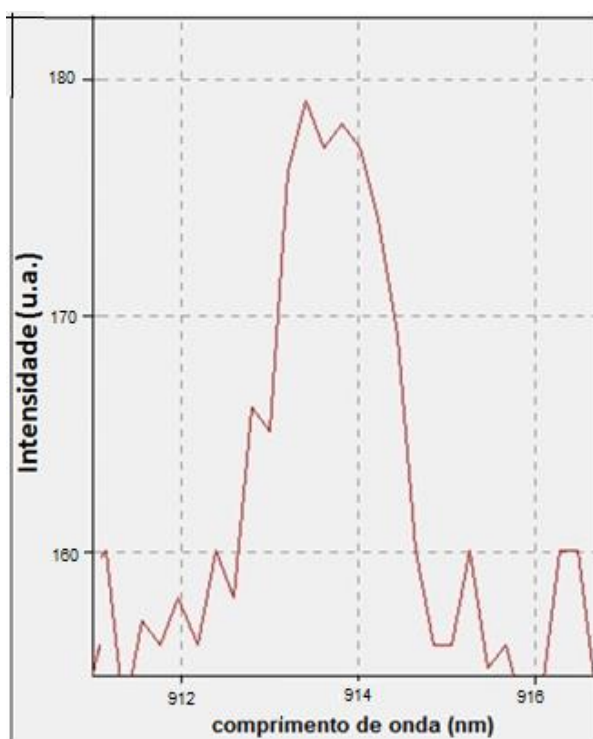


FIGURA 42. Espectro de emissão no fundamental em 914 nm

Utilizando um sensor de potência Coherent OP-2VIS, foi medida uma potência máxima laser de saída de 110 mW para esse comprimento de onda, para 16,14 W de potência absorvida, gerando uma eficiência (*slope efficiency*) de 2,36 % (FIG. 42), com o espelho de saída côncavo de raio 50 mm, e 0,2% de transmissão.

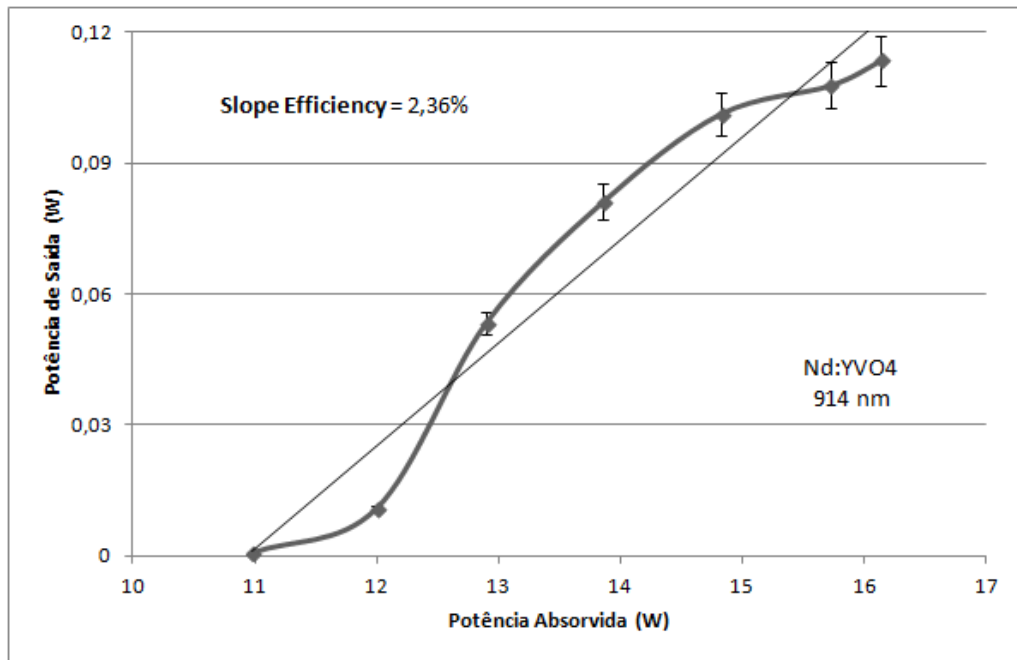


FIGURA 43. Potência de saída para a emissão fundamental em 914 nm

Até o presente momento, não foi possível acessar a linha Raman de  $893\text{ cm}^{-1}$ , a mais forte do  $\text{Nd:YVO}_4$ , para permitir uma emissão Stokes, devido a falta de intensidade da emissão laser em 914 nm. Isso pode ser resolvido em trabalhos futuros, se utilizando de um diodo laser que forneça uma potência emitida maior para o bombeamento e de componentes ópticos de extrema precisão.



## 5. CONCLUSÕES

Nos DPSSLs, o meio ativo diminui sua eficiência na conversão de energia ao se aquecer por potências elevadas de bombeamento. Devido a lentes térmicas, um laser pode parar de funcionar em potências muito altas de energia bombeada, pois ele deixa sua zona de estabilidade dentro do ressonador óptico. Por oferecer uma fraca lente térmica, o Nd:YLF permite gerar uma melhor eficiência final, se consolidando como uma alternativa dentre os meio ativos usualmente utilizados.

Nesse trabalho, foram apresentadas duas configurações longitudinais baseadas no meio-ativo Nd:YLF. Os estudos à partir delas nos revelam a alta capacidade desse cristal em gerar a emissão de um feixe laser de boa qualidade e desempenho. Os resultados obtidos são, antes de mais nada, muito expressivos e passíveis de serem melhorados. Ao serem desenvolvidos novos componentes diodo laser de maior potência para bombeamento e espelhos de altíssima precisão será possível, em um futuro, obter melhores resultados na conversão final de energia.

Os lasers Raman estudados nesse trabalho aparecem como sendo um caminho para se alcançar comprimentos de onda que não são comumente obtidos. O meio ativo Nd:YLF fornece ao cristal Raman um feixe de potência consistente para a emissão Stokes. O cristal de Nd:YVO4 também relatado aqui têm vantagens significativas, em comparação com o próprio Nd:YLF, para operações em regime cw, principalmente por ser um material self-Raman, o que possibilitaria uma cavidade laser final muito mais compacta, sendo necessário apenas se utilizar de um cristal não linear para geração do segundo harmônico. É uma possibilidade de trabalho futuro, a ser realizada em uma configuração longitudinal semelhante a apresentada aqui.

Os lasers comerciais e cw que abrangem a região espectral do azul são lasers semicondutores bombeados opticamente e convertidos para o azul (OPSLs), ou osciladores paramétricos ópticos (OPOs) contínuos e muito complexos, que oferecem potências de saída cw de ajuste contínuo de até 15 nm [26] ou mais de 50 nm [27], respectivamente. O primeiro equipamento fica limitado a essa faixa de acesso em 15 nm, enquanto o segundo possui um custo elevado. A opção oferecida por esse estudo e trabalho, apresenta um laser Raman intracavidade de três níveis (Nd:YLF) em regime quasi-cw, que permite o acesso a diferentes comprimentos de onda que não são usualmente possíveis de serem alcançados. Esse DPSSL relatado por nós é uma opção para os equipamentos já existentes. Ele se

destaca pela simplicidade e robustez, permitindo ser configurado pelo operador para a escolha entre vários comprimentos de onda presentes em uma região espectral de aproximadamente 50 nm.

A utilização das diferentes transições Raman em KGW e outros cristais Raman permitiria uma cobertura espectral grande. O pequeno deslocamento Stokes no KGW de 89  $\text{cm}^{-1}$ , por exemplo, criaria um conjunto de comprimentos de onda menos espaçado, com sintonizações ao longo de um pequeno intervalo [28]. Já no diamante [29], que possui um grande deslocamento Stokes de 1332  $\text{cm}^{-1}$ , um conjunto de comprimentos de onda mais espaçado seria criado, variando desde o azul até o amarelo.

Para continuar nesse estudo e desenvolvimento de lasers Raman de alta potência cw que acessem a região espectral azul e outras possíveis linhas, é necessário a criação de cristais de maior pureza, espelhos com camadas dielétricas altamente complexas e diodos lasers que ofereçam maiores potências de bombeamento. Há muito a ser explorado nesse campo ainda, só é necessário continuarmos a desenvolver nosso conhecimento adquirido até então.

## 6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] FAN, T.Y; BYER, R.L. Modeling and CW operation of a quasi-three-level 946 nm Nd:YAG laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Volume 23, 1987, páginas 605-612, *IEEE Journals & Magazines*.
- [2] KORES, C.C.; JAKUTIS-NETO, J.; PASK, H.M.; WETTER, N.U. Continuous yellow-orange laser based on a diode-side-pumped Nd:YVO self-Raman laser. *Advanced Solid State Lasers*, OSA Technical Digest (online), Optical Society of America, 2015.
- [3] GESKUS, D.; JAKUTIS-NETO, J.; PASK, H.M.; WETTER, N.U. Intracavity frequency converted Raman laser producing TEM deep blue to cyan emission lines up to 0,94 W output power. *Optics Letters*, Volume 39, Edição 24, dezembro 2014, páginas 6799-6802, Editora Optical Society of America.
- [4] KAMINSKII, A.A.; KEN-ICHI UEDA; EICHLER, H.J.; KUWANO, Y.; KOUTA, H.; BAGAEV, S.N.; CHYBA, T.H.; BARNES, J.C.; GAD, G.M.A.; MURAI, T.; LU, J. Tetragonal vanadates YVO<sub>4</sub> and GdVO<sub>4</sub> – new efficient  $x^3$  materials for Raman lasers. *Laser Phys.*, v. 11, n. 10, p. 1124-1133, 2001.
- [5] SAVITSKI, V.G; FRIEL, I.; HASTIE, J.E.; DAWSON, M.D.; BURNS, D.; KEMP, A.J. Characterization of single crystal synthetic diamond for multi-watt continuous-wave Raman lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Volume 48, 2012, páginas 328-337, *IEEE Journals & Magazines*.
- [6] QUAN, Z.; YI, Y.; BIN, L.; KAI, Z.; YANG, L.; LING, Z. Experimental study of the generation of a blue laser by intracavity frequency doubling of a cw Nd:GdVO<sub>4</sub> laser with lithium borate. *Applied Optics*, Volume 48, número 16, 2009, páginas 2979-2982.
- [7] KOECHNER, W. *Solid-State Laser Engineering*, 5ª edição, Editora Springer, 1999.
- [8] SPIEKERMANN, S.; LAURELL, F. Continuous wave and Q-switched operation of diode pumped quasi-three level Nd:YLF Lasers. *Advanced Solid-State Photonics*, 2000.
- [9] HARDMAN, P.J.; CLARKSON, W.A.; FRIEL, G.J.; POLLNAU, M.; HANNA, D.C. Energy-transfer upconversion and thermal lensing in high-power end-pumped Nd:YLF laser crystals. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Volume 35, 1999, páginas 647-655.

- [10] MURRAY, J.E. Pulsed Gain and Thermal Lensing of Nd - Liyf4. IEEE Journal of Quantum Electronics, Volume 9, 1983, páginas 488-491.
- [11] CZERANOWSKY, C. Resonatorinterne Frequenzverdopplung Von diodengepumpten Neodym-Lasern MIT hohen Ausgangsleistungen in blauen Spektralbereich. Universität Hamburg, dissertação, 2002.
- [12] LÜ, Y.; ZHANG, X.; ZHANG, A.; XIA, J. Efficient 1047 nm CW laser emission of Nd: YLF under direct pumping into the emitting level. Optics Communications, Volume 283, número 9, 2010, páginas 1877-1879.
- [13] LI, R.; BAUER, R.; LUBEIGHT, W. "Continuous-Wave Nd:YVO<sub>4</sub> self-Raman lasers operating at 1109 nm, 1158 nm and 1231 nm." Opt. Express, Volume 21, 2013, páginas 17745-17750.
- [14] AMMANN, E.O; DECKER, C.D. 0.9 W Raman oscillator. Journal of Applied Physics, Volume 48, 1977, páginas 1973-1975.
- [15] JAKUTIS-NETO, J.; ARLETT, C.; LEE, A.; LIN, J.; SPENCE, D.; PIPER, J.; WETTER, N.U.; PASK, H. Investigation of blue emission from Raman-active crystals: Its origin and impact on laser performance. Optical Materials Express, Volume 4, número 5, 2014, páginas 889-902.
- [16] CATTOR, R.; MANEK-HÖNNINGER, I.; TONDUSSON, M.; VEBER, P.; KALKANDJIEV, T.K.; RYTZ, D.; CANIONI, L.; EICHHORN, M. Wavelength dependence of the orientation of optic axes in KGW. Applied Physics B., Volume 116, número 4, 2014, páginas 831-836.
- [17] LINK: <http://eksmaoptics.com/nonlinear-and-laser-crystals/laser-crystals/yb-kgw-and-yb-kyw-crystals/> - Acessado na data 06 de abril 2016, ÀS 20h42
- [18] NOGUEIRA, G.B. Desenvolvimento de lasers no azul, a partir da geração de segundo harmônico de um laser de Nd:YAG operando em 946 nm. IPEN, dissertação de mestrado, 2010.
- [19] LINK: <http://www.newlightphotonics.com/Nonlinear-Optical-Crystals/BiBO-Crystals> - Acessado na data 06 de abril 2016, ÀS 20h30.
- [20] RISK, W.P. Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses. Journal Optics Society of America, Volume 5, número 7, 1988, páginas 1412-1423.

- [21] MAGNI, V. Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability. *Applied Optics*, Volume 25, número 1, 1986, páginas 107-117.
- [22] LIANG, W.; ZHANG, H.; LIANG, L.; LIU, Y.Q.; LIANG, Z. Efficient continuous-wave 908 nm Nd:YLF laser emission under direct 880 nm pumping. *Laser Physics*, Volume 21, número 1, 2011, páginas 320-322.
- [23] GESKUS, D.; JAKUTIS-NETO, J.; REIJIN, S.; PASK, H.M.; WETTER, N.U. Quasi-continuous wave Raman lasers at 990 nm and 976 nm based on a three-level Nd:YLF laser. *Optics Letters*, Volume 39, Edição 10, 2014, páginas 2982-2985.
- [24] JAKUTIS-NETO, J.; LIN, J.; WETTER, N.U.; PASK, H. Continuous-wave watt-level Nd:YLF/KGW Raman laser operating at near-IR, yellow and lime-green wavelengths. *Optics Express*, Volume 20, número 9, 2012, páginas 9841-9850.
- [25] JAKUTIS-NETO, J.; CAMARGO, F.A.; WETTER, N.U. Deep blue Nd:YLF laser in quasi-continuous and continuous operation. *Advanced Solid-State Photonics*, 2010.
- [26] FAN, L.; HSU, T-C.; FALLAHI, M.; MURRAY, J.T.; BEDFORD, R.; KANEDA, Y.; HADER, J.; ZAKHARIAN, A.R.; MOLONEY, J.V.; KOCH, S.W.; STOLZ, W. "Tunable watt-level blue-green vertical-external-cavity surface-emitting lasers by intracavity frequency doubling," *Appl. Phys. Lett.* 88, 251117 (2006)
- [27] SAMANTA, G.K.; EBRAHIM-ZADEH, M. "Continuous-wave, single-frequency, solid-state blue source for the 425–489 nm spectral range," *Opt. Lett.* **33**, 1228-1230 (2008).
- [28] CHANG, M.T.; ZHUANG, W.Z.; SU, K.W.; YU, Y.T.; CHEN, T.F. "Efficient continuous-wave self-Raman Yb:KGW laser with a shift of 89 cm<sup>-1</sup>," *Opt. Express* 21, 24590-24598 (2013).
- [29] PARROTTA, D.C.; KEMP, A.J.; DAWSON, M.D.; HASTIE, J.E. "Multiwatt, continuous-wave, tunable diamond Raman laser with intracavity frequency-doubling to the visible region," *IEEE. J. Sel. Top. Quant.* 19, 1400108-1400108 (2013).