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

Laser Raman intracavidade bombeado lateralmente emitindo na região do amarelo

MERILYN SANTOS FERREIRA

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

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

**São Paulo
2019**

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

**Laser Raman intracavidade bombeado lateralmente emitindo na região do
amarelo**

Versão Corrigida

MERILYN SANTOS FERREIRA

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

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

**São Paulo
2019**

Fonte de Financiamento: CNPq

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

Como citar:

FERREIRA, M. S. ***Laser Raman intracavidade bombeado lateralmente emitindo na região do amarelo***. 2019. 106 p. Tese (Doutorado em Tecnologia Nuclear), Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, IPEN-CNEN/SP, São Paulo. Disponível em: (data de consulta no formato: dd/mm/aaaa)

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

Ferreira, Marilyn Santos

Laser Raman intracavidade bombeado lateralmente emitindo
na região do amarelo / Marilyn Santos Ferreira; orientador
Niklaus Ursus Wetter. -- São Paulo, 2019.
106 p.

Tese (Doutorado) - Programa de Pós-Graduação em Tecnologia
Nuclear (Materiais) -- Instituto de Pesquisas Energéticas e
Nucleares, São Paulo, 2019.

1. laser de estado sólido. 2. laser Raman. 3. bombeamento
lateral. 4. geração de segundo harmônico. 5. Nd:YLF. I.
Wetter, Niklaus Ursus, orient. II. Título.

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao professor Niklaus, por sua orientação e generosidade, estando sempre disposto a contribuir e a auxiliar quando dificuldades surgiram.

Aos meus colegas de laboratório e do CLA, em especial ao Allan, que me proporcionaram valiosas discussões sobre o trabalho e sobre a vida.

Ao meu marido e filhos, pela compreensão e paciência nos momentos mais conturbados.

Aos meus pais por todo o apoio e carinho.

Aos técnicos e funcionários do CLA.

Ao IPEN / CLA pela infraestrutura fornecida para o desenvolvimento de meu trabalho.

Ao CNPq pelo apoio financeiro.

RESUMO

FERREIRA, Marilyn S. *Laser Raman Intracavidade bombeado lateralmente emitindo na região do amarelo*, 2019. 101 p. Tese (Doutorado em Tecnologia Nuclear) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares – IPEN – CNEN/SP. São Paulo.

Lasers amarelos são de grande interesse devido ao seu potencial de aplicação na área médica. Uma das principais aplicações ocorre no tratamento de doenças retinianas, onde a radiação amarela apresenta bons resultados clínicos com o mínimo de efeitos colaterais. Apesar dos avanços no desenvolvimento de lasers com comprimento de onda amarelo, todas as alternativas existentes possuem limitações principalmente com relação à custo e à escolha do comprimento de onda. Este trabalho foi desenvolvido com o objetivo de apresentar uma alternativa às opções existentes. Para isto foi empregado um sistema de bombeio lateral por diodo de um cristal de $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$ (Nd:YLF) empregando o ângulo de Brewster para obtenção de um laser com comprimento de onda fundamental em 1053 nm. Para a conversão Stokes do comprimento de onda fundamental foi utilizado um cristal de $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ (KGW) em configuração intracavidade, gerando as emissões Raman em 1147 nm e 1163 nm através dos deslocamentos de Stokes principais de 768 cm^{-1} e 901 cm^{-1} . Conjuntamente foi utilizado um cristal de LBO (LiB_3O_5), também intracavidade, que por meio do fenômeno de geração de segundo harmônico (SHG) converte o comprimento de onda Raman em laser amarelo, gerando o comprimento de onda de 573 nm com potência máxima de saída de 6,06 W e com eficiência óptica de conversão diodo-SHG de 12%. São apresentados também resultados para um laser Raman intrínseco de Yb:KGW operando em 1096 nm na conversão Stokes de 89 cm^{-1} . Foram obtidas eficiência de inclinação e eficiência óptica diodo-Raman de 42 % e 33,2%, respectivamente.

Palavras-chave: laser, laser de estado sólido, Nd:YLF, laser Raman, bombeamento lateral, geração de segundo harmônico, laser Raman intrínseco, Yb:KGW.

ABSTRACT

FERREIRA, Merilyn S. *Side-pumped Intracavity Raman laser emitting at yellow range*. 2019. 101 p. Tese (Doutorado em Tecnologia Nuclear) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares – IPEN – CNEN/SP. São Paulo.

Yellow lasers are of significant interest because of their potential in application in the medical field. One of the main applications occurs in the treatment of retinal diseases, where yellow radiation presents good clinical results with minimal side effects. Despite advances in the development of yellow wavelength lasers, all existing alternatives have limitations, especially with regard to cost and wavelength choice. This work was developed with the objective of presenting an alternative to the existing options. For this, a side-pumping of a $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$ (Nd:YLF) crystal was employed through Brewster angle obtaining a fundamental laser at 1053 nm. For the Stokes conversion of the fundamental laser, a $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ (KGW) crystal was used in intracavity configuration, generating the Raman emissions at 1147 nm and 1163 nm, accessed by the two main Stokes conversion lines, 768 cm^{-1} e 901 cm^{-1} . Together, an intracavity LBO (LiB_3O_5) crystal was used, which through second harmonic generation (SHG) phenomenon converts the Raman wavelength to a yellow laser, generating the wavelength of 573 nm with maximum output power of 6.06 W and diode-SHG conversion efficiency of 12%. Results are also presented for an Yb:KGW self-Raman laser operating at 1096 nm on the 89 cm^{-1} Stokes conversion. Were obtained slope efficiency and diode-Raman conversion efficiency of 42% and 33,2%, respectively.

Keywords: laser, solid state laser, Nd:YLF, laser beam, side-pumping, second harmonic generation, self-Raman laser, Yb:KGW.

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	10
1.1 Justificativa	10
1.2 Objetivos	12
2 REVISÃO DA LITERATURA	13
2.1 Introdução a aplicações de lasers amarelos em oftalmologia.....	13
2.1.1 Anatomia da retina.....	13
2.1.2 Formação de doenças na retina.....	16
2.1.3 Fotocoagulação	19
2.2 Inversão de população	23
2.3 Sistema laser de quatro níveis.....	25
2.4 Sistema laser de três níveis	27
2.5 Configurações de bombeio laser	29
2.6 Óptica de Feixes Gaussianos	31
2.6.1 Fator de qualidade do feixe.....	33
2.7 Óptica não linear	33
2.7.1 Cristais não lineares	33
2.7.2 Susceptibilidade não linear	35
2.7.3 Resposta de polarização do material à luz	36
2.7.4 Equação de onda em meio não linear	37
2.7.5 As relações de Manley-Rowe	40
2.7.6 Casamento de fase - Seleção de ângulo	41
2.7.7 Casamento de fase - Seleção de temperatura.....	42
2.7.8 Interação não linear com feixes gaussianos focalizados.....	42

2.8 Lasers de estado sólido bombeados por diodo.....	43
2.9 Cristal de Nd:YLF.....	44
2.9.1 Lasers Raman utilizando Nd:YLF	48
2.10 Fenômeno de Espalhamento Raman Estimulado	48
2.11 Cristal de KGW (KGd(WO₄)₂).....	51
2.12 Configurações de lasers Raman.....	52
2.12.1 Lasers Raman extracavidade	53
2.12.2 Lasers Raman Intracavidade	54
2.12.3 Lasers Raman de cavidade acoplada	55
2.13 Lasers Raman intrínseco.....	57
2.14 Laser Raman para a geração de fontes amarelas	57
2.14.1 Histórico de lasers Raman no amarelo-laranja	58
3 CAVIDADE SIMPLES DE BOMBEIO LATERAL DO LASER RAMAN DE ND:YLF/KGW/LBO	60
3.1 Materiais e Métodos.....	60
3.1.1 Os cristais de Nd:YLF, KGW e LBO	60
3.1.2 Caracterização do bombeio.....	61
3.1.3 Configuração da cavidade em bombeamento lateral	64
3.2 Resultados e Discussões	69
3.2.1 Laser Raman de Nd:YLF/KGW/LBO bombeado lateralmente em cavidade simples	69
4 A CAVIDADE DBMC PARA O LASER RAMAN DE ND:YLF/KGW/LBO	81
4.1 Materiais e Métodos.....	81
4.1.1 Configuração de bombeamento DBMC	81
4.2 Resultados e Discussões	85
4.2.1 Laser Raman de Nd:YLF/KGW/LBO em cavidade DBMC	85
5 LASER RAMAN INTRÍNSECO DE YB:KGW NA CONVERSÃO STOKES DE 89 CM⁻¹	89

5.1 Introdução	89
5.2 Materiais e Métodos.....	92
5.3 Resultados e Discussões	94
6 CONCLUSÕES	99
6.1 Desenvolvimentos futuros.....	100
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	101

1 INTRODUÇÃO

1.1 Justificativa

Lasers emitindo no amarelo são de grande interesse devido ao seu potencial na área médica. Nas aplicações no tratamento de doenças oftalmológicas da retina a radiação amarela apresenta bons resultados clínicos com o mínimo de efeitos colaterais [1]. Ao longo dos anos houve avanços no desenvolvimento de lasers para esta proposta e nos dias atuais fotocoaguladores amarelos que usam lasers de corante emitindo em 577 nm podem ser encontrados, mas no geral estes lasers são caros, de pouca portabilidade e necessitam de manutenções periódicas.

Por esta razão os lasers mais usados em fototerapia, até o dia presente, são os lasers verde de estado sólido emitindo em 532 nm, isto se deve ao fato de que lasers de estado sólido são no geral de menor custo, boa portabilidade e são facilmente encontrados para compra. Estudos recentes mostraram que a fototerapia laser de retina com o comprimento de onda de 532 nm é mais dolorosa quando comparada aos tratamentos com lasers amarelos [2]. A razão para isto acontecer será melhor explicada na seção sobre fototerapia.

Além da seleção do comprimento de onda as características que são necessárias para os fotocoaguladores lasers são principalmente alta estabilidade e boa qualidade de feixe, para que durante a aplicação o laser possua profundidade de foco com valor superior à espessura dos tecidos irradiados, e tamanho de feixe diminuto. Estes atributos garantem boa precisão na realização do procedimento e torna necessária uma menor quantidade de energia empregada para que a “queima” da retina aconteça. Estas características garantem um tratamento mais confortável e seguro para os pacientes.

Mais recentemente lasers totalmente de estado sólido emitindo no amarelo tornaram-se comerciais, porém a produção de tais lasers ainda é restrita e de difícil acesso comercial, com poucas empresas os produzindo. Desta maneira tal equipamento ainda é caro e a sua aplicação nos tratamentos oftalmológicos é rara, principalmente no Brasil. Os tratamentos oftalmológicos com laser verde ainda são os predominantes em todo o mundo.

Adicionalmente, lasers laranja-amarelo também possuem aplicações em microscopia confocal. A microscopia de fluorescência usa luz de 588 nm porque este é o

pico de absorção de alguns fluoróforos [3]. Esta região de comprimento de onda tem também potencial de aplicação em citometria de fluxo, uma técnica que tem demanda de comprimentos de onda entre 561 nm e 640 nm com estabilidade de potência, baixo ruído e com qualidade de feixe gaussiano [4].

Os requisitos necessários para as aplicações aqui citadas são qualidade de feixe, estabilidade de potência, baixo ruído, portabilidade e dimensão pequena. Estas características são facilmente obtidas pelos lasers Raman de estado sólido e, quando a configuração de bombeio lateral é aplicada, garante-se adicionalmente menor tamanho, praticidade e redução de custos mantendo boa eficiência e boa qualidade de modo com feixe laser operando em modo transversal de baixa ordem. Estas qualidades são ainda mais aprimoradas quando a configuração DBMC (*double-beam-mode-controlling*) é empregada. Nesta tecnologia o comportamento do modo laser dentro da cavidade pode ser controlado garantindo qualidade de feixe no modo TEM_{00} com alta eficiência de conversão, escalonamento de potência e redução de custo [5], isto será melhor explicado posteriormente no item sobre DBMC.

No desenvolvimento deste trabalho foi escolhido utilizar uma configuração Raman intracavidade porque esta configuração permite utilizar para a geração da conversão Stokes a alta intensidade do feixe laser fundamental dentro da cavidade, aumentando a eficiência de conversão diodo-Raman.

Este trabalho de doutorado foi realizado para fornecer uma opção para as aplicações apresentadas anteriormente no texto através do desenvolvimento de um laser Raman intracavidade de Nd:YLF/KGW/LBO bombeado lateralmente para a produção de luz laser amarela em 573 nm.

Não foi encontrado na literatura um laser Raman intracavidade de Nd:YLF/KGW/LBO em configuração de bombeio lateral, ou em configuração DBMC.

Os trabalhos encontrados na literatura que mais se assemelham a este, para fins de comparação, são primeiramente um laser Raman intracavidade DBMC [6], que foi desenvolvido por colegas do nosso grupo, porém neste caso é empregado um laser Raman intrínseco que utiliza um cristal Nd:YVO como gerador do laser fundamental e do Raman, produzindo laser no comprimento de onda de 1176 nm com resultados em quasi-cw (*quasi-continuous wave* – onda quase contínua) e cw (*continuous wave* – onda contínua). O segundo trabalho também pertence ao nosso grupo onde desenvolveu-se um laser Raman intracavidade que utiliza um cristal de Nd:YLF para produzir o comprimento de onda fundamental e um cristal de KGW para produzir o Raman [7], porém neste trabalho foi

desenvolvido uma cavidade longitudinal tradicional, onde se obteve bons resultados com relação à eficiência e qualidade de feixe, as melhores para o comprimento de onda produzido. Estes resultados foram alicerce para o desenvolvimento deste doutorado.

1.2 Objetivos

O objetivo deste trabalho é desenvolver duas configurações de cavidade, a primeira em bombeio lateral simples com incidência em ângulo de Brewster no cristal de Nd:YLF. Nesta configuração, objetiva-se obter resultados principalmente nos comprimentos de onda em 1053 nm, 1147 nm, 1163 nm, 573 nm e 549 nm com qualidade de feixe TEM multimodo.

Outro objetivo consiste em explorar uma segunda cavidade na configuração DBMC (*double-beam-mode-controlling*). Nesta configuração, objetiva-se estudar a performance da operação no modo TEM₀₀ com escalonamento de potência para os comprimentos de onda de 1053 nm, 1147 nm e 1163 nm.

2 REVISÃO DA LITERATURA

2.1 Introdução a aplicações de lasers amarelos em oftalmologia

2.1.1 Anatomia da retina

O olho humano pode ser dividido em dois segmentos principais (Figura 1):

- segmento anterior, constituído pela: esclerótica, córnea, íris, corpo ciliar, humor vítreo e cristalino.
- segmento posterior, constituído pela coróide, membrana de Bruch, humor vítreo e retina.

Figura 1 - Constituição do olho humano.

Fonte: <https://www.optivista.com.br/pt/olho-humano/>

A luz atravessa as estruturas transparentes do olho sofrendo refração e atingindo a retina na região da mácula lútea. A córnea é a principal responsável pela refração, mas o humor vítreo e o cristalino também contribuem. Ao chegar na retina a luz estimula os fotorreceptores, que transmitem os impulsos nervosos até áreas especializadas do cérebro por meio do nervo óptico, formando a visão.

De maneira simplificada a retina pode ser dividida em três estruturas principais: fotorreceptores, epitélio pigmentar da retina (EPR) e membrana de Bruch (Figura 2). A

Figura 2 a seguir mostra um corte transversal da retina, nela pode-se observar que a coróide, camada mais profunda ricamente vascularizada, é separada da camada de células epiteliais (EPR) pela membrana de Bruch.

Figura 2 - Corte transversal da retina. CCG, camada celular gangliônica, CNI, camada nuclear interior, SEF, segmento externo fotorreceptor, EPR, epitélio pigmentar da retina, MB, membrana de Bruch, CC, circulação da coróide.

Fonte: [8].

O EPR está conectado às células fotorreceptoras sensíveis à luz, e estas duas camadas não possuem vasos sanguíneos, a nutrição da parte externa da retina é feita através de vasos da coróide, enquanto que a nutrição da parte interna é feita pelos ramos da artéria central da retina. A tabela a seguir mostra as funções estruturais da retina.

Tabela 1- Funções estruturais da retina	
Estrutura	Função
Células fotorreceptoras	Transformam radiação luminosa em impulsos nervosos.
Células epiteliais (EPR)	Formam uma barreira entre a coroide e a retina externa, nutrindo as células fotorreceptoras e processando resíduos provenientes das mesmas.
Membrana de Brunch	Permite a passagem de nutrientes e produtos de excreção entre a coroide e a retina externa.
Fonte: autor da tese	

Pensando em termos de funcionalidade a região ocupada pelos fotorreceptores pode ser dividida em três camadas funcionais – da parte externa para a interna (Figura 2):

- Camada de células ganglionares – que formam o nervo óptico
- Camada de neurônios bipolares – conectam os receptores às células ganglionares.
- Camada de fotorreceptores – cones e bastonetes.

Além disso, há as células amácrinas e as células horizontais. Essas células modulam o processamento de informação visual na retina. As células horizontais fazem sinapse com os fotorreceptores e com as células bipolares. As células amácrinas modulam a informação que flui entre as células bipolares e as células ganglionares, sendo neurônios inibitórios.

Figura 3 - Ampliação da região da mácula lútea mostrando em detalhes a região da fóvea e sua composição

Fonte: <https://www.optivista.com.br/pt/olho-humano/>

Os bastonetes são sensíveis à baixa intensidade de luz e ao movimento, porém, não distinguem cor. Os cones necessitam de maior quantidade de luz e podem distinguir cores e detalhes finos. Cada um dos três tipos de cone é sensível a um tipo de luz (verde, vermelho ou azul). Existe uma maior concentração de cones na mácula e ela é posicionada de forma centralizada na retina, por isso a visão é mais detalhada olhando diretamente para um objeto que esteja sob boa luz. A mácula (o seu posicionamento no fundo do olho pode ser visualizado na Figura 1) é a região onde os pigmentos amarelos “luteína” e “zeaxantina” são encontrados em maior quantidade. No centro da mácula encontramos uma região de máxima acuidade visual chamada de fóvea. A fóvea (Figura 3) é uma depressão onde não são encontrados bastonetes, apenas cones vermelhos e verdes juntos com seus respectivos neurônios, permitindo maximização da acuidade visual. Esta região de depressão é uma zona avascular, onde há literalmente um buraco na rede de capilares que supre o resto da retina. Essa avascularidade permite a penetração de luz nos fotorreceptores, como pode ser visto na Figura 3.

2.1.2 Formação de doenças na retina

O fator mais fortemente associado ao desenvolvimento de doenças na retina é o stress oxidativo. As espécies que reagem ao oxigênio (ROS – Reactive oxygen species) são a maior fonte de stress oxidativo da retina. Dentre estas partículas altamente reativas incluem-se os radicais livres, os peróxidos, e os oxigênios singletos. Sob condições fisiológicas normais o corpo produz ROS através de processos metabólicos normais. O

envelhecimento e algumas doenças podem perturbar o balanço entre a geração de ROS e a sua limpeza, resultando em danos oxidativos às macromoléculas. Estímulos como o envelhecimento, inflamações, irradiação, poluentes do ar e fumaça de cigarro levam ao aumento de ROS e assim aumentam os danos oxidativos celulares. O corpo se defende do stress oxidativo por meio das moléculas com capacidades antioxidantes incluindo a vitamina C e E, os carotenoides, e outros recolhedores de radicais livres. O excesso de ROS interferem na regulação fisiológica e de sinalização das células.

O stress oxidativo na retina contribui para doenças como degeneração macular relacionada à idade, retinopatia diabética e degeneração retinal hereditária porque afeta direta ou indiretamente as células endoteliais coroidais produzindo novas vascularizações. Algo semelhante acontece quando o stress oxidativo ocorre nas células da EPR, onde tal stress também estimula a neovascularização coroidal por meio do aumento do VEGF (fator de crescimento do endotélio vascular) que é mediado pelo EPR.

A neovascularização, ou angiogêneses, é propensa ao vazamento, sangramento e causa proliferação fibrosa. Mais especificamente na retina, a neovascularização causa hemorragia vítrea e descolamento da retina por tração. O crescimento destes novos vasos ocorre dos vasos coroidais pré-existentes para o espaço subretinal, entre a coróide e a EPR, ou entre a EPR e os neurosensores (Figura 4). A neovascularização leva à destruição da retina e formação de uma cicatriz disforme em doenças como a degeneração macular. A neovascularização avançada contribui para a maior causa de cegueira em países desenvolvidos.

Figura 4 - Formas de angiogênese anormal encontrada em desordem neovascular ocular. (A) A rede vascular da retina consiste de redes vasculares superficiais e intraretinais, que fornece nutrientes e oxigênio à dois terços das camadas internas da retina. O outro um terço (fotorreceptores e EPR) recebe o seu suplemento sanguíneo da circulação coroidal. (B) A neovascularização da retina envolve a proliferação de novos vasos da retina superficial na interface vitreoretinal. Estes frágeis e tortuosos novos vasos quase sempre resultam em hemorragia, fibrose, e tração da retina. (C) Na neovascularização coroidal, novos vasos surgem da circulação coroidal crescendo através da ruptura da Membrana de Bruch (MB) sob a EPR, retina neurosensorial, ou a combinação de ambas. (D) Em alguns casos, a neovascularização forma-se na retina neurosensorial e em estágios avançados pode formar anastomose com a circulação coroidal (CC). CCG, camada celular gangliônica, CNI, camada nuclear interior, SEF, segmento externo fotorreceptor

.Fonte: [8]

2.1.3 Fotocoagulação

2.1.3.1 Histórico do laser na fotocoagulação

As primeiras cirurgias de retina com laser de rubi passaram a ser realizadas logo após o surgimento do laser, em 1961. Em 1968, com a chegada dos lasers de gás, iniciou-se os tratamentos de retina com laser de argônio operando na região azul-verde. Este equipamento perdurou por muito tempo como o mais eficiente e conseqüentemente mais utilizado para a fotocoagulação. Porém, os lasers de argônio são excessivamente pesados (125-250 kg) complexos, de baixa eficiência, e possuem baixa durabilidade quando comparados com outras tecnologias. Com o aperfeiçoamento dos diodos de semicondutor estas desvantagens foram suprimidas, tal tecnologia começou a ser testada no final da década de 80, então lasers de diodo operando em 808 nm começaram a integrar consoles fotocoaguladores portáteis relativamente baratos e com durabilidade três vezes maior que o laser de argônio. Nos anos 90 a utilização deste equipamento cresceu consideravelmente. Apesar de todos os benefícios apresentados, a radiação em 808 nm possui desvantagens clínicas como dor ao paciente e necessidade de maiores tempo e intensidade de exposição quando comparado com os lasers de argônio.

Com o avanço na tecnologia de lasers de estado sólido a partir dos anos 2000 passaram a ser comercializados lasers em 532 nm para aplicação como fotocoaguladores e eles passaram a dominar o mercado, porém, apesar de pequena, a absorção em 532 nm acontece também pela xantofila, o que não é desejável como será exposto posteriormente. Um comprimento de onda ideal para a fotocoagulação da retina deve estar na região amarela do espectro, pois esta radiação está localizada no pico de absorção da hemoglobina e oxihemoglobina e não será absorvida pela xantofila, desta maneira, sendo seguro para a mácula. Em 2008 uma empresa americana lançou o primeiro fotocoagulador amarelo em 577 nm baseado em laser de corante. Mais recentemente passou-se a encontrar laser amarelos de estado sólido também em 577 nm, mas estes não são comumente encontrados.

2.1.3.2 A técnica de fotocoagulação a laser

A fotocoagulação a laser é um procedimento usado para tratar doenças vasculares da retina. Esta técnica tipicamente envolve a aplicação de pulsos laser com duração de 10 a 200 ms, e hipertermia de dezenas de graus acima da temperatura corporal. A energia do laser é absorvida primariamente pela melanina presente na EPR e na coróide, e pela hemoglobina no sangue. Em 532 nm aproximadamente metade da energia incidente

na retina é absorvida na EPR, e o resto na coroide [9]. O calor gerado difunde da EPR e coroide para dentro da retina e causa coagulação dos fotorreceptores e, algumas vezes, do interior da retina. A difusão de calor usando pulsos curtos (cerca de 10 ms) e com tamanho de feixe menor que 300 μm pode ser limitada à camada dos fotorreceptores, desta maneira evitando danos à camada interior da retina. Os pulsos são limitados à um tamanho mínimo de 10 ms para um feixe de 330 μm porque para valores menores que este não é possível atingir a potência necessária para produzir as lesões sem que aconteça a ruptura da retina.

A fotocoagulação tem se provado segura e efetiva no tratamento da retinopatia diabética proliferativa. Nesta desordem a retina torna-se isquêmica e libera uma variedade de mensagens químicas, mais importantemente, o fator de crescimento endotelial vascular (FCEV), que estimula o crescimento de novos vasos sanguíneos e também aumenta a permeabilidade vascular retinal. Os novos vasos anormais, o associado tecido fibroso, e o edema macular são as maiores causas da perda de visão em virtude de complicações na diabetes. Ao se destruir uma porção da retina periférica com laser, acredita-se que a demanda metabólica retinal e os nutrientes disponíveis são melhor balanceados e o estímulo para o crescimento de novos vasos sanguíneos é diminuído. Este tratamento é chamado de fotocoagulação panretinal (Figura 5) e reduz significativamente o risco de perda de visão devido à neovascularização. Similarmente, a fotocoagulação focal pode ser usada para a cauterização dos vasos que apresentam perigo para a retina, e a fotocoagulação em rede pode ser usada para tratar áreas de permeabilidade retinal difusa reduzindo o edema macular e diminuindo a taxa de perda de visão. As técnicas são semelhantes para as outras aplicações da fototerapia.

Figura 5: Ilustração da técnica de fotocoagulação panretiniana. (A) mácula lútea, (B) fóvea central, (C) nervo óptico, (D) artérias.

Fonte: <https://www.cram.com/flashcards/neuro-204-visual-system-1-anatomy-4919539>

A energia do feixe laser é convertida em aquecimento no local de aplicação provocando abrasão. A abrasão do tecido provoca desnaturação das proteínas com consequente coagulação e formação de tecido de cicatrização. Não se sabe ao certo qual o mecanismo que o laser desencadeia para promover esses efeitos na retina, existe a teoria de que a quantidade de retina doente é reduzida, a qual produz uma série de substâncias, como o FCEV responsável pelo aparecimento de novos vasos. Outra teoria seria de que há um redirecionamento do fluxo sanguíneo para a retina não tratada e a liberação de fatores de proteção vascular pelas células do epitélio pigmentado da retina.

2.1.3.3 Seleção do comprimento de onda para fotocoagulação

A fotocoagulação depende da absorção da luz pelos vários pigmentos oculares. Os principais pigmentos presentes na retina são a melanina, a hemoglobina, a oxihemoglobina e a xantofila, que possuem afinidades que variam em função do comprimento de onda e estão presentes em proporções diferentes através da retina (Figura 6).

Figura 6: Espectro de absorção dos principais cromóforos envolvidos no processo de fotocoagulação

Fonte: [10].

A melanina encontrada principalmente no EPR e coróide absorve a maioria da luz que vai do visível ao infravermelho do espectro eletromagnético, e assim é o absorvedor mais eficiente para o processo de fotocoagulação [2, 11]. A xantofila tem máxima absorção na luz azul e é encontrada predominantemente na mácula, região onde a absorção da radiação laser é desnecessária, dolorosa e pode causar danos à visão. A xantofila possui absorção até

aproximadamente 550 nm [10]. A hemoglobina tem pobre absorção na luz vermelha, mas excelente absorção na luz azul, verde e amarela, tem pico de absorção em 554 nm, possuindo um perfil bastante largo, com FMHW de ~80 nm. A oxyhemoglobina tem dois picos de absorção na região visível do espectro, em 542 nm e 576 nm.

Selecionar comprimentos de onda mais longos que o tradicional 532 nm pode diminuir consideravelmente os efeitos colaterais do tratamento [10,12], e quando são aplicadas radiações com comprimentos de onda maiores que 580 nm são produzidas lesões mais dolorosas e com menos efeitos no tratamento. Idealmente, para a coagulação de vasos sanguíneos a profundidade de penetração do fóton deve ser similar ao diâmetro do vaso, o que permite aquecimento uniforme do vaso sem danos superficiais ou perfuração. Em geral os comprimentos de onda precisam estar entre 520 e 580 nm.

Existem também situações onde é preciso minimizar perdas em cataratas ou em opacidades do humor vítreo, para isto os comprimentos de onda mais longos são mais eficazes. O laser amarelo, quando comparado ao laser verde, possui a vantagem de ser menos espalhado pelos tecidos oculares, e por isso tem reduzido requerimento energético. Já para os casos onde a hemoglobina é o absorvedor primário, como no tratamento de tumores vascularizados, por exemplo, um comprimento de onda menor que 600 nm é preferível. O comprimento de onda amarelo é o quem tem a maior razão de absorção oxihemoglobina-melanina, por isto o laser amarelo é o mais eficiente para estruturas vasculares, contanto que não haja hemorragia sobrejacente. Assim como os lasers verdes, o laser amarelo possui absorção negligenciável pela xantofila macular, espalhamento reduzido e baixa fototoxicidade. Podendo, desta maneira, ser considerado o melhor comprimento de onda para o tratamento de lesões vasculares.

Desta maneira, o ideal seria utilizar comprimentos de onda mais próximos de 576 nm. Já foi demonstrado que usando lasers amarelos a queima da retina é alcançada com uma energia 26 % menor [13], quando comparado com comprimentos de onda maiores, e em fototerapia panretinal o laser em 577 nm foi a preferência dos pacientes, onde 18,5% deles não apresentaram nenhuma dor no tratamento ao utilizar tal comprimento de onda. De acordo com isto, usando a radiação proposta neste trabalho, 573 nm, maiores eficiências de tratamento serão obtidas se comparadas com lasers em 588 nm e 532 nm, que são os comprimentos de onda mais utilizados atualmente.

2.2 Inversão de população

Cada átomo de um sistema atômico tem a probabilidade de estar em um estado de energia específico, estado este que é intrínseco ao sistema atômico que ele pertence. Considerando um conjunto de átomos em equilíbrio térmico na temperatura T , as populações relativas de dois níveis de energia (E_1 e E_2) será dada pela distribuição de Boltzmann [14],

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

onde N_2 é a população do nível de energia superior, N_1 a população do nível de energia inferior e k é a constante de Boltzmann. Se um material estiver em equilíbrio térmico e possuir uma separação de energia que corresponde a um comprimento de onda visível, a maioria dos seus átomos estarão no nível inferior de energia, com poucos átomos encontrados em níveis superiores. A Figura 7 mostra um exemplo desta distribuição de energia, em equilíbrio térmico.

Figura 7: População em equilíbrio térmico

Fonte: [14]

Se o nível superior energético possuir mais átomos que o nível inferior, este material estará em uma situação de inversão de população. Se esta inversão for forçada a acontecer, e então um fóton com energia $E_2 - E_1$ passar através do sistema atômico, ele irá estimular o decaimento dos íons excitados através da emissão de fótons, por meio de um processo em cascata, este processo é chamado de emissão estimulada. Portanto, quando a inversão é alcançada é possível amplificar a onda que propaga através do material.

As condições essenciais para a inversão são $N_2 > N_1$ e $E_2 > E_1$. A Figura 8 mostra a inversão de população comparada à distribuição em equilíbrio térmico (linha pontilhada).

Figura 8: Condição de inversão de população

Fonte: [14].

São possíveis três condições de população diferentes. A primeira é em equilíbrio térmico, onde o nível de energia inferior é o mais populado, desta maneira, o material irá possuir um comportamento de absorção com relação à luz que o atravessa. O segundo é quando os níveis de energia inferior e superior estão igualmente populados, desta maneira, o material será transparente para a luz que passa através dele. A terceira situação é a de inversão de população, que tem a característica de amplificar a luz que passa através do meio. Para a ação laser a inversão de população é requerida.

Considerando os dois níveis de energia de um átomo ilustrados na Figura 7, a separação energética entre esses dois níveis atômicos se relaciona com o comprimento de onda da radiação emitida ou absorvida segundo a relação de Bohr

$$\Delta E = E_{21} = E_2 - E_1 = h\nu \quad (2)$$

onde E_2 é o nível mais energético, e o nível menos energético é representado por E_1 , h é a constante de Planck e ν a frequência da radiação. Para uma coleção de átomos com os níveis descritos na figura 1 a população relativa desses níveis no equilíbrio a uma temperatura T é dada pela distribuição de Boltzmann apresentada anteriormente.

Um átomo no estado fundamental N_1 pode absorver um fóton com energia igual a separação entre os níveis $h\nu = \Delta E$ e então é promovido ao estado excitado E_2 .

O processo de fornecer energia para o átomo ser excitado para um nível de energia superior é chamado de bombeamento, e este processo pode ser feito por meios elétricos, térmicos ou por excitação óptica. O processo de excitação óptica possui duas principais fontes de bombeio: as incoerentes (lâmpadas) e as coerentes (lasers). O grande

desenvolvimento de lasers de diodo semicondutor trouxe a possibilidade do bombeio coerente. Ele pode permitir uma conversão óptica-óptica próxima ao limite quântico, devido às características de linha espectral estreita e de direcionamento da luz dos lasers de diodo que permite melhor aproveitamento da energia de bombeamento significando em diminuição do calor depositado no meio ativo. Acarretando em aumento na eficiência de operação e diminuição dos efeitos térmicos, permitindo a obtenção de melhor qualidade de feixe de saída.

Nos dias de hoje os lasers de diodo são os mais utilizados como fonte de bombeio. Eles podem fornecer centenas de Watts com uma alta eficiência de conversão elétrico-óptica (60-80%), com relativo baixo custo. Para isso as características espectrais do diodo laser precisam estar bem casadas com as características de absorção do cristal laser.

2.3 Sistema laser de quatro níveis

O laser formado pelo cristal de Nd:YLF nas configurações deste trabalho constituem tipicamente lasers de quatro níveis. O esquema idealizado deste sistema é mostrado na Figura 9.

Figura 9: Sistema laser de quatro níveis.

Fonte: autor da tese.

Neste sistema a transição laser ocorre entre os níveis 2 (nível laser superior) e 1 (nível laser inferior). Em geral, o bombeamento excita os átomos inicialmente no estado fundamental 0 para o nível excitado 3. Através de processos radiativos ou não-radiativos ocorre a transição para o nível metaestável 2. No nível 1, a população no equilíbrio térmico é desprezível, e o tempo de vida dos átomos no nível 1 é muito menor que no nível 2, de modo que pode-se considerar que durante a ação laser o nível 1 está praticamente depopulado.

durante todo o processo, o que garante a inversão de população e portanto, a ação laser no modo contínuo ou CW (*continuous-wave*).

Sendo n_1 e n_2 as populações dos níveis 1 e 2 respectivamente, R_1 a taxa de bombeamento para o nível 1 e R_2 a taxa de bombeamento para o nível 2, e sendo $W_{2 \rightarrow 1}$ e $W_{1 \rightarrow 2}$ as taxas de transições induzidas entre ambos os níveis, podemos escrever a equação de taxa para os dois níveis neste sistema na forma de duas equações diferenciais acopladas:

$$\frac{dn_2}{dt} = R_2(t) - \frac{n_2}{\tau_s} - W_{2 \rightarrow 1}(v) \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) \quad (3)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = R_1(t) - \frac{n_1}{\tau_i} - W_{1 \rightarrow 2}(v) \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) + \frac{n_2}{\tau_{21}} \quad (4)$$

onde τ_i e τ_s são os tempos de vida dos níveis 1 e 2 respectivamente, e $1/\tau_{21}$ é a soma da taxa de emissão espontânea com outros processos (como colisões, processos não-radiativos). A taxa $W_{2 \rightarrow 1}$ da eq.3 pode ser escrita na forma $\sigma_{21}I/hv$, onde I é a intensidade e v é a frequência da radiação intracavidade. O fator σ_{21} é a seção de choque de emissão estimulada, e g_1 e g_2 são as degenerescências dos níveis 1 e 2 respectivamente.

Considere-se um ressonador com um espelho de saída de refletividade R e os demais espelhos altamente refletivos, e um meio laser ativo de comprimento d . Seja g o coeficiente de ganho por unidade de comprimento, e α o coeficiente de absorção por unidade de comprimento que representa todas as perdas intracavidade. Desta forma, a condição de limiar de oscilação será $R \exp[2d(g - \alpha)] = 1$. A partir das equações de taxa (3) e (4), para o caso estacionário ($\partial/\partial t = 0$), e da expressão $g = \sigma_{21}(n_2 - n_1)$, obtém-se a equação para o coeficiente de ganho:

$$g = \frac{g_0}{1 + I/I_s} \quad (5)$$

onde $I_s = h\nu/\sigma_{21}\tau_s$ é a intensidade de saturação, g_0 é o coeficiente de ganho de pequeno sinal, que representa o ganho do meio ativo na ausência de fótons na cavidade.

A partir das expressões de limiar de oscilação laser e da saturação do ganho, sabendo-se que a potência de saída pode ser escrita em função da transmitância T do espelho de saída e da seção transversal A do feixe como $P_{out} = IAT \approx -IA \ln R$, tem-se a expressão para a potência do laser:

$$P_{out} = \frac{AI_s}{2} \left(\frac{\Gamma_0}{L - \ln R} - 1 \right) \quad (6)$$

onde $L \equiv 2\alpha d$ e $\Gamma_0 \equiv 2g_0d$ é o ganho de pequeno sinal por duplo passo. A equação acima possui grande utilidade experimental, por permitir, através da medida da potência do laser em função da refletividade do espelho de saída, a obtenção de importantes parâmetros que

caracterizam o laser e o meio ativo, como o ganho, as perdas intracavidade e a intensidade de saturação.

2.4 Sistema laser de três níveis

Neste tipo de sistema somente três níveis estão envolvidos na ação laser, como apresentado na Figura 10.

Figura 10: Esquema laser de três níveis

Fonte: autor da tese.

A essencial diferença entre um laser de três níveis e um laser de quatro níveis é o fato de que para um laser de três níveis o nível laser inferior é o próprio nível terra (*ground-state*). Desta maneira, segundo a distribuição de população em equilíbrio térmico dada pela lei de Boltzmann, o nível laser inferior estará populado. Em função disto a inversão de população será difícil de alcançar, porque será necessária uma densidade de potência de bombeio maior para atingir a inversão de população. Outro fato importante é que neste sistema a transição laser pode ocorrer no sentido inverso, ou seja, pode ocorrer absorção entre os níveis laser devido a população do nível terra. Desta maneira, fótons gerados por emissão espontânea ou estimulada podem ser parcialmente reabsorvidos somando perdas ao sistema.

Em lasers de estado sólido o campo local do cristal causa divisão dos níveis de energia. Desta maneira, a quantidade de reabsorção vai depender de qual destas subdivisões (nível Stark) é usada como nível laser inferior. Quanto mais alto o nível Stark envolvido

menor será a reabsorção. Lasers envolvendo níveis Stark menos populados como nível terra são geralmente chamados de lasers quase-três níveis ou quase-quatro níveis, dependendo da população do nível laser inferior. O sistema laser pode ser chamado de quase-quatro níveis quando a reabsorção pode ser negligenciada.

Os lasers de quase-três níveis possuem comportamento mais próximo de um sistema de três níveis comum. Como um exemplo deste caso podemos citar os lasers dopados com Yb^{3+} , e alguns lasers dopados com Nd^{3+} em alguns comprimentos de onda de bombeio específicos.

Utilizando como referência o modelo matemático desenvolvido em [15] a performance laser e o ganho podem ser previstos. O coeficiente de ganho pode ser calculado pela seguinte equação:

$$g = N \frac{\sigma_e \sigma_{ap} I_p - \sigma_a A}{(\sigma_a + \sigma_e) I + \sigma_{ap} I_p + A} \quad (7)$$

onde A é a taxa de emissão espontânea ($1/\tau_f$), σ_e a seção de choque de emissão estimulada, I é a intensidade do modo laser, I_p a intensidade de bombeio, σ_a é a seção de choque de absorção no comprimento de onda laser (reabsorção), σ_{ap} é a seção de choque de absorção no comprimento de onda de bombeio, e N é a população total $N=N_1+N_2$.

Para analisar a condição de limiar laser pode-se obter a equação para o coeficiente de ganho de pequeno sinal (g_0), negligenciando a intensidade laser na equação 7, obtendo:

$$g_0 = N \frac{\sigma_e \sigma_{ap} I_p - \sigma_a A}{\sigma_{ap} I_p + A} \quad (8)$$

Desta maneira fica simples notar a influência degradante das perdas por reabsorção, representada pelo termo $\sigma_a A$ que reduz o ganho laser.

Observando as equações obtidas para o ganho saturado (eq.7) e para o ganho de pequeno sinal (eq.8) verificamos que ambas são dependentes dos parâmetros do material laser. Desta maneira, pode-se escolher um material com maior seção de choque de emissão estimulada, menor seção de choque de reabsorção e maior tempo de vida de fluorescência. O maior tempo de vida pode reduzir a taxa de emissão espontânea, possibilitando uma forte inversão.

O ganho líquido (G) por duplo passe integrado sobre todo o meio ativo pode ser obtido por:

$$G = \left[1 + \int_0^l dz \int_0^{r_c} \frac{4 \cdot g(r, z)}{\omega_c^2(r, z)} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_c^2(z)}\right) r \cdot dr \right]^2 \quad (9)$$

onde l é o comprimento do cristal laser, r_c o raio do cristal, e ω_c é a expressão que descreve o raio do feixe laser.

Para atingir oscilação laser o ganho líquido (G) deve ser igual às perdas por volta completa. Assumindo baixas perdas intracavidade podemos descrever esta condição usando

$$G = \frac{1}{1 - T_{out} - L} \quad (10)$$

Essencialmente, para se atingir ação laser é preciso que o ganho líquido (G) calculado pela equação 9 para o sistema laser desejado seja $G > 1$. E para sobrepor as perdas por absorção é preciso manter o ganho de pequeno sinal em valores superiores a zero em toda a extensão do cristal laser, ou seja, obtendo absorção em toda extensão. De acordo com isto, é necessário para a maioria dos lasers quase-três níveis espalhar a absorção por toda a extensão do cristal. Para isto pode-se reduzir o comprimento do cristal, reduzir a concentração de dopantes do cristal, ou ainda, utilizar um comprimento de onda de bombeio que possua uma seção de choque de absorção menor

2.5 Configurações de bombeio laser

Os arranjos ópticos de bombeio podem ser divididos em dois tipos principais: bombeio longitudinal e bombeio lateral, lembrando dentro destes tipos principais existem muitas variações. No bombeio longitudinal o feixe de bombeio possui a mesma direção que o modo laser no ressonado óptico, assim como mostrado na Figura 11.

Figura 11: Geometria de bombeio longitudinal.

Fonte: autor da tese.

Uma característica importante do presente trabalho é explorar cavidades bombeadas lateralmente para a obtenção dos comprimentos de onda de interesse. Um dos benefícios de cavidades bombeadas lateralmente por diodos é o escalonamento de potência, que é difícil em uma configuração de bombeio longitudinal porque nestes casos os dois principais desafios são o acoplamento do feixe de bombeio de alta potência ao laser ressonante e o gerenciamento da forte lente térmica causada pela concentração da radiação de bombeio. Para compreender melhor este fato podemos observar a Figura 11, ela é uma imagem representativa deste tipo de configuração.

Como pode-se observar, neste tipo de configuração o feixe de bombeio para atingir o cristal laser precisa atravessar o espelho de entrada do ressonador e possivelmente algum outro componente do laser que precise ser posicionado antes do cristal laser. Ainda podemos verificar que o bombeio, a princípio, só pode ocorrer de um lado da cavidade, visto que o lado oposto da cavidade é a saída do laser.

Podemos somar a isto o fato de que o aumento da potência de bombeio de um diodo acoplado à fibra é tipicamente acompanhado por um aumento na largura espectral de emissão, isto porque em tais lasers são utilizados dois ou mais diodos, bem como, em um aumento exponencial nos custos se uma qualidade de feixe razoável é necessária. Outro problema é que fontes de bombeio acopladas à fibra são geralmente não polarizadas, o que em conexão com a birrefringência do meio de ganho pode causar uma perda de eficiência no geral. Isto torna a fonte de bombeio um item de custo desproporcional em um dispositivo laser Raman conhecidamente econômico. Nós propomos como alternativa para a solução destes problemas usando um esquema de bombeio lateral com uma geometria de incidência em ângulo de Brewster.

Na configuração de bombeio lateral (*side-pumped*) existe uma geometria ortogonal entre o bombeio e o modo ressonador laser, assim como mostrado na Figura 12.

Figura 12: Geometria de bombeio lateral.

Fonte: autor da tese.

2.6 Óptica de Feixes Gaussianos

A teoria de propagação óptica tradicional não é capaz de explicar completamente a propagação de lasers. Feixes lasers possuem perfil transversal de intensidade do tipo Gaussiano. Considerando a equação de onda para um feixe propagando-se no vácuo e em regime linear e considerando que o campo elétrico é do tipo

$$\bar{E} = \mathbf{E}e^{-i(kz - \omega t)} \quad (11)$$

Considerando a variação longitudinal de $\mathbf{E}$ muito pequena comparada com o comprimento de onda a solução da equação de onda para um feixe Gaussiana fundamental será

$$E(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp \left\{ -\frac{r^2}{w(z)^2} - i \left[\frac{kr^2}{2R(z)} + kz - \tan^{-1} \frac{z}{z_0} \right] \right\} \quad (12)$$

Nesta equação são definidos alguns parâmetros importantes como o raio da secção transversal do feixe gaussiano no qual a energia cai a 1/e

$$w^2(z) = w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right) \quad (13)$$

onde w_0 é a cintura do feixe gaussiano, que é o menor raio admitido pelo feixe, nesta posição de cintura do feixe define-se $z=0$. Outro parâmetro importante é o raio de curvatura da frente de onda, que é definido por

$$R(z) = z \left[1 + \frac{z_0^2}{z^2} \right] \quad (14)$$

Temos também o comprimento de Rayleigh, que é a distância a partir de $z=0$ na qual a área do feixe gaussiano é o dobro da área na cintura do feixe, ou seja, $w^2(z_0) = 2w_0^2$.

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda} \quad (15)$$

Onde λ é o comprimento de onda da radiação e n é o índice de refração do meio.

Desta maneira, para definir de maneira única um feixe gaussiano é preciso determinar o seu comprimento de onda, uma cintura e sua localização no espaço. A ilustração de um feixe gaussiano pode ser visualizada na figura a seguir. Esta figura ilustra um feixe gaussiano que se propaga em z com um perfil gaussiano de intensidade, pode-se observar a representação da evolução no raio de curvatura da frente de onda.

Figura 13: Representação de um feixe gaussiano propagando na direção z .

Fonte: [14].

A divergência do feixe é dada por

$$\theta_{\text{feixe}} = \frac{\lambda}{\pi w_0 n} \quad (16)$$

O feixe gaussiano descrito anteriormente representa um feixe no seu modo fundamental de propagação, modo $E_{00}(x,y,z)$. esta solução é obtida com a imposição de $\partial/\partial\varphi = 0$ na solução da equação de ondas. Na solução generalizada para feixes com perfil retangular encontramos que o campo elétrico se propaga nos mais variados modos em função dos polinômios de Hermite

$$E_{lm}(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} H_l \left[\sqrt{2} \frac{x}{w(z)} \right] H_m \left[\sqrt{2} \frac{y}{w(z)} \right] \times \exp \left\{ -\frac{(x^2 + y^2)}{w^2(z)} - i \left[\frac{k(x^2 + y^2)}{2R(z)} + kz - (l + m + 1) \tan^{-1} \frac{z}{z_0} \right] \right\} \quad (17)$$

Na equação anterior o modo transversal do feixe é definido pelos índices l e m , e os polinômios H_i representam os polinômios de Hermite de ordem i . Esses modos são conhecidos como modos retangulares. Para simetria cilíndrica temos uma solução análoga

que é dada em função dos polinômios de Laguerre. A figura a seguir mostra alguns destes modos possíveis

Figura 14: Exemplos de modos de propagação do feixe gaussiano para simetria Cilíndrica (a) e Retangular (b)..

Fonte: [14].

2.6.1 Fator de qualidade do feixe

O parâmetro utilizado para quantificar a qualidade de um feixe laser é o fator M^2 , ele pode ser interpretado como a medida de quão limitado por difração está o feixe, quanto mais ele se aproxima de um modo gaussiano puro. A norma que determina as diretrizes para a definição deste e de outros parâmetros de feixe importantes é a ISO11146, segundo ela o fator de qualidade é dado por

$$M^2 = \frac{BPP}{\lambda/\pi} = \frac{\theta_{feixe} w_0 \pi}{\lambda} \quad (18)$$

onde BPP é chamado de *beam parameter product*, parâmetro de feixe dado pelo produto de sua cintura pelo ângulo de divergência θ_{feixe} .

O menor valor possível de M^2 tem valor igual a 1. Em sistemas reais ele é sempre maior que 1, é possível obter valores de qualidade distintos para as diferentes direções para feixes sem simetria cilíndrica.

2.7 Óptica não linear

2.7.1 Cristais não lineares

A maioria dos materiais possuem propriedades ópticas isotrópicas, ou seja, a luz interage com a matéria e irá afetá-la da mesma maneira não importando com qual ângulo de

incidência a luz é direcionada com relação ao material. No entanto, para aqueles materiais sólidos cristalinos anisotrópicos isto não é verdade. Existem dois tipos de cristais anisotrópicos: uniaxial e biaxial, assim caracterizados em função da simetria cristalina. Cristais cúbicos são todos isotrópicos. Os cristais trigonal, tetragonal e hexagonal são todos uniaxiais. Já os cristais ortorrômbicos, monoclinicos e triclinicos são sempre biaxiais. Na Figura 15 são apresentados os sete sistemas cristalinos e as quatorze redes de Bravais.

Figura 15: Os 7 sistemas cristalinos e as 14 redes de Bravais

Fonte: [16].

Para cristais isotrópicos o índice de refração é igual em qualquer direção, consequentemente também é igual a velocidade do feixe. O mesmo não é verdade para os cristais anisotrópicos. Existe uma orientação destes cristais onde duas polarizações ortogonais de um feixe podem experimentar dois índices de refração diferentes, e, portanto, propagar com duas velocidades diferentes. Em cristais uniaxiais existe uma orientação para a qual o índice de refração e a velocidade da onda são independentes da polarização do feixe; isto define a direção do eixo óptico (eixo-c) do cristal. Para cristais biaxiais isto não existe.

Para um cristal isotrópicos k_x , k_y e k_z são iguais. Para os cristais anisotrópicos uniaxiais há uma orientação específica do cristal em que os vetores k (assim como os índices de refração) associados com duas direções ortogonais são idênticos, enquanto que o outro vetor k e seu índice de refração associados à terceira direção possui o valor diferente dos demais e este é considerado o eixo óptico destes cristais. Se o índice de refração das direções iguais for menor que o índice do terceiro eixo, então o cristal é chamado de uniaxial positivo;

se o contrário for verdade ele é dito uniaxial negativo. O cristal biaxial, quando orientado propriamente, tem três vetores diferentes bem como três índices diferentes.

2.7.2 Susceptibilidade não linear

Para materiais que possuem simetria de inversão, ou seja, que são centrossimétricos (possui um centro de inversão) a susceptibilidade não linear é zero. Ou seja, todos os cristais com tal propriedade não são adequados para interações não lineares de segunda ordem. Esta afirmação é feita considerando-se que o meio responde instantaneamente ao campo aplicado. Para compreender esta afirmação melhor pode-se ser usada a Figura 16 apresentada a seguir.

Figura 16: Formas de onda associadas com a resposta atômica

Fonte: [17]

Para compreender a Figura 16 pode-se pensar no movimento do elétron em um poço potencial não parabólico. Por causa da não linearidade da força de restauração associada, a resposta atômica irá apresentar significativa distorção harmônica. Vemos na figura que (a) temos a frente de onda incidente (monocromática e de frequência ω). (b) é a resposta de um meio linear, não apresentando distorção da frente de onda associada com a polarização do meio. (c) mostra a polarização induzida para o caso de meios não lineares que possuem simetria de inversão e que o potencial de energia possui a forma da Fonte: [17] Figura 16, somente harmônicos ímpares da frequência fundamental estão presentes. Para (d) temos um meio não linear não-centrossimétrico tendo uma função de energia potencial da forma de Figura 16, ambos harmônicos ímpares e pares estão presentes na forma de onda associada com a resposta atômica. Observa-se que para centrossimétricos a média temporal

é zero, para não centrossimétricos é não zero, porque o meio responde ao campo elétrico de maneira diferente para as direções para cima e para baixo [17].

2.7.3 Resposta de polarização do material à luz

Quando um campo elétrico é aplicado a um material ele induzirá uma resposta na forma de polarização das moléculas deste material. Esta polarização pode ser representada matematicamente pelo momento de dipolo por unidade de volume (vetor de polarização $\bar{P}$), e esta relação pode ser expressa por

$$\bar{P} = \chi \epsilon_0 \bar{E} \quad (19)$$

Nota-se que χ é um parâmetro útil para visualizar como o material responde ao campo elétrico e é chamada de susceptibilidade óptica, ϵ_0 é a permissividade do vácuo. Para materiais isotrópicos χ é escalar. Para materiais anisotrópicos ele é um tensor que determina a resposta de polarização do material para diferentes direções de aplicação do campo com relação aos eixos do cristal.

Quando o campo elétrico é significativamente alto, interações não lineares começam a ocorrer e é necessária uma forma mais completa de descrição da polarização, para isso é preciso generalizar a polarização $\bar{P}$ representando-a como uma série de potências em função do campo elétrico $\bar{E}$

$$\bar{P} = \epsilon_0 (\chi_1 \bar{E} + \chi_2 \bar{E}^2 + \chi_3 \bar{E}^3 + \dots) \quad (20)$$

Aqui neste equação é assumido que a resposta do material é instantânea à variação do campo elétrico aplicado. Para isso ser verdade o meio não poder ter perdas ou dispersão. O primeiro termo dentro dos parênteses é o termo referente à polarização linear do material, o segundo é referente à polarização de segunda ordem e o terceiro à polarização de terceira ordem, os dois últimos são referentes à polarização não linear.

As interações ópticas de segunda ordem podem ocorrer somente em cristais não centrossimétricos, ou seja, em cristais que não possuem simetria de inversão. Já os fenômenos de terceira ordem podem ocorrer em ambas simetrias. A polarização variante no tempo pode atuar como fonte de novos componentes do campo eletromagnético, ou seja, dipolos oscilantes apresentam o fenômeno de antena, atuando como emissores de campo eletromagnético.

2.7.4 Equação de onda em meio não linear

Para campos macroscópicos, as equações de Maxwell são dadas por

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho f \quad (21)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (22)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (23)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = \vec{j}_f + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (24)$$

Onde $\vec{E}$ é o campo elétrico, $\vec{D}$ é o deslocamento elétrico, $\vec{H}$ é o campo magnético, $\vec{B}$ é a indução magnética, ρf é a densidade de cargas livres, e $\vec{j}_f$ é a densidade de corrente livre. $\vec{D}$ e $\vec{H}$ são definidos por seus respectivos relações constitutivas em termos do campo elétrico e indução magnética. Considerando o meio não magnético temos:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} \quad (25)$$

μ_0 é a permeabilidade magnética no vácuo ($4\pi \times 10^{-7}$ H/m),

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (26)$$

Onde $\vec{P}$ é a polarização do meio e ϵ_0 é a permissividade do vácuo ($8,854 \times 10^{-12}$ F/m). Neste ponto podemos dividir a polarização em suas partes linear e não linear

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} \quad (27)$$

Onde $\vec{P}_L = \epsilon_0 \chi^1 \vec{E}$. Estas definições podem ser substituídas nas equações de Maxwell, e após algumas manipulações chegamos em

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (28)$$

Esta é a equação de onda considerando somente a parte não linear da onda, e esta equação mostra que cargas são aceleradas e cargas aceleradas geram radiação eletromagnética. Para o caso de geração de segundo harmônico teremos que considerar a presença de duas ondas dentro material, a onda de bombeio com frequência ω e a onda de segundo harmônico com frequência 2ω , e teremos uma equação de onda para cada frequência.

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}^\omega - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}^\omega}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}^\omega}{\partial t^2} \quad (29)$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}^{2\omega} - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}^{2\omega}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}^{2\omega}}{\partial t^2} \quad (30)$$

A representação do fenômeno de geração de segundo harmônico pode ser visualizada na figura a seguir.

Figura 17: (a) Geometria da geração de segundo harmônico. (b) Diagrama de níveis de energia descrevendo geração de segundo harmônico.

Fonte: [17].

É assumido que os campos elétricos propagantes são ondas monocromáticas e podem ser representados em função de sua amplitude complexa

$$\vec{E}_\omega = \frac{1}{2} [\mathbf{A}_1 e^{i(k_1 z - \omega t)} + c. c.] \quad (31)$$

$$\vec{E}_{2\omega} = \frac{1}{2} [\mathbf{A}_2 e^{i(k_2 z - 2\omega t)} + c. c.] \quad (32)$$

Onde $\mathbf{A}_1$ e $\mathbf{A}_2$ são os termos de amplitude complexa que possuem a contribuição de fase da onda, $\mathbf{A}_1 = \vec{E}_1 e^{i\phi_1}$ e $\mathbf{A}_2 = \vec{E}_2 e^{i\phi_2}$. Onde $\vec{E} = \vec{E}_\omega + \vec{E}_{2\omega}$.

A polarização não linear que é gerada pelos campos presentes no cristal é dada de acordo com $\vec{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi_2 \vec{E}^2$, basta substituir $\vec{E}$ nesta equação e depois de algumas manipulações matemáticas podemos determinar a equação da polarização não linear para as duas ondas de forma separada.

$$\vec{P}_{NL}^\omega = \frac{e_0 d}{2} [2\mathbf{A}_1^* \mathbf{A}_2 e^{i[(k_2 - k_1)z - \omega t]} + c. c.] \quad (33)$$

$$\vec{P}_{NL}^{2\omega} = \frac{e_0 d}{2} [2\mathbf{A}_1^2 e^{2i(k_1 z - \omega t)} + c. c.] \quad (34)$$

Onde $d = \frac{\chi_2}{2}$ por convenção. Neste momento é preciso substituir as equações 31-34 nas equações de onda (equações 29 e 30) e aplicar os operadores. Assumindo que os campos correspondem às ondas planas colineares sem variação transversa, onde a direção de propagação é $\hat{z}$ e, portanto, $\nabla^2 \rightarrow (\partial^2 / \partial z^2)$. Usando a condição de amplitude variando lentamente

$$\left| \frac{\partial^2 \mathbf{A}_2}{\partial z^2} \right| \ll \left| \frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial z} \right| \quad (35)$$

Podemos chegar em

$$\frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial z} = i \frac{\omega d}{cn_2} \mathbf{A}_1^2 e^{-i\Delta k z} \quad (36)$$

$$\frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial z} = i \frac{\omega d}{cn_1} \mathbf{A}_1^* \mathbf{A}_2 e^{i\Delta k z} \quad (37)$$

Onde $\Delta k = k_2 - 2k_1$

A partir deste ponto se considerarmos que $\vec{E}_1$ é constante, ou seja, que o bombeio seja forte o suficiente de modo que $\vec{E}_2 \ll \vec{E}_1$ podemos resolver estas equações, partindo da equação 36:

$$\int_0^z d\mathbf{A}_2 = i \frac{\omega d}{cn_2} \mathbf{A}_1^2 \int_0^z e^{-i\Delta k z} dz \quad (38)$$

Para a solução desta integral deve-se aplicar as condições de contorno que delimitam a região de geração de segundo harmônico, limites do cristal, $\mathbf{A}_2 = \mathbf{0}$ na posição onde $z=0$, e $\mathbf{A}_2 = \mathbf{A}_2(z)$ na posição de $z=z$. Chegando na solução

$$\mathbf{A}_2(z) = i \frac{\omega d}{cn_2} \mathbf{A}_1^2 e^{-i\Delta k z} \left[\frac{\sin(\Delta k z/2)}{\Delta k/2} \right] \quad (39)$$

Podemos então determinar a intensidade do campo e então a sua potência utilizando as definições:

$$I_2(z) = \frac{1}{2} e_0 n_2 c |\mathbf{A}_2(z)|^2 \quad (40)$$

$$P_2(z) = I_2(z) \cdot Area \quad (41)$$

Obtendo a solução para a potência da onda de segundo harmônico

$$P_2(z) = \frac{2}{e_0 n_2 c^3 Area} \left(\frac{d\omega}{n_1} \right)^2 P_1^2 \frac{\sin^2(\Delta k z/2)}{(\Delta k/2)^2} \quad (42)$$

Por meio das equações obtidas até o momento pode-se visualizar que a potência de conversão depende de três fatores principais: da susceptibilidade d^2 de maneira quadrática, ou seja, depende fortemente, da mesma maneira depende da potência de bombeio P_1^2 e depende do termo de casamento de fase Δk por meio da função $\frac{\sin^2(\Delta k z/2)}{(\Delta k/2)^2}$, onde o fator de máximo casamento acontece no limite onde $\Delta k = 0$. Para uma melhor visualização deste efeito é interessante analisarmos a eficiência de conversão no limite $\Delta k = 0$ chegando na equação a seguir

$$\eta(z) = \frac{P_2(z)}{P_1} = \frac{2}{e_0 n_2 c^3 Area} \left(\frac{d\omega}{n_1} \right)^2 P_1^2 z^2 \quad (43)$$

É importante analisarmos a condição de casamento de fase para $\Delta k = 0$, foi determinado anteriormente que $\Delta k = k_2 - 2k_1$, para isto $k_2 = 2k_1$, usando a definição do vetor de onda $k = \omega n/c$ teremos

$$\frac{2\omega n_2}{c} = \frac{2\omega n_1}{c} \rightarrow n_2 = n_1 \quad (44)$$

Esta afirmação é impossível de alcançar devido ao efeito de dispersão presente em qualquer material. A única maneira de solucionar é possuir um cristal com dois índices de refração diferentes (birrefringente casamento de fase) de modo que seja possível alcançar a solução $n_e(2\omega, \theta) = n_o(\omega)$, isto será explorado mais à frente.

Neste ponto é interessante introduzir o conceito de comprimento de coerência. Assumindo o caso real onde $\Delta k \neq 0$ veremos que a eficiência de conversão varia ao longo de z de maneira periódica por meio da função $\text{sen}^2(\Delta k z/2)/(\Delta k/2)^2$, ou seja, os picos de eficiência ocorrerão nas posições onde $z = \pi/\Delta k$, o que nos leva a definição do comprimento de coerência

$$L_c = \frac{\pi c}{2\omega(n_2 - n_1)} \quad (45)$$

Outro conceito importante é a largura de ganho, se observarmos o gráfico da eficiência em função de Δk podemos observar que podemos determinar uma região de valores de Δk para o qual a eficiência cai até a metade de seu valor máximo, é conhecido que a largura em meia altura (FWHM) para uma função sinc^2 é

$$|\Delta k| = \frac{0,886\pi}{z} \quad (46)$$

Sabendo que z para meios cristalinos corresponde ao tamanho do cristal não linear fica claro que o comprimento do cristal desempenha uma função importante na eficiência de conversão. Para cristais mais longos a largura de banda será mais estreita. Sabendo que o vetor de onda k é diretamente dependente do índice de refração, esta pequena variação possível pode ocorrer por meio da dependência do índice de refração com a temperatura, ângulo de incidência ou até mesmo com o comprimento de onda, características determinadas pela natureza do cristal utilizado.

2.7.5 As relações de Manley-Rowe

As equações de onda acopladas foram determinadas nas equações 36 e 37 que descrevem a variação espacial da amplitude de cada onda. Agora consideraremos a variação espacial da intensidade associada com cada onda

$$\frac{dI_i(z)}{dz} = \frac{1}{2} e_0 n_i c \frac{d|A_i(z)|^2}{dz} \quad (47)$$

Ao solucionarmos a equação 47 chegaremos na relação conhecida como relação de Manley-Rowe

$$\frac{dI_1(\omega)}{dz} = \frac{dI_2(2\omega)}{dz} \quad (48)$$

Esta relação pode ser expressa alternativamente em função dos fótons por unidade de área por unidade de tempo e então serem formalmente integradas, desta maneira serão obtidas duas quantidades espacialmente invariantes.

Aplicando o princípio de conservação de energia chegaremos na conclusão de que para gerarmos um fóton de frequência 2ω é necessária a aniquilação de dois fótons de frequência ω , o que atende o princípio de conservação de energia e cria um link entre a interpretação clássica e a interpretação quantum-mecânica do fenômeno de SHG.

Há duas maneiras de atingir casamento de fase em materiais ópticos birrefringentes: seleção de ângulo e seleção de temperatura, as duas maneiras serão apresentadas a seguir.

2.7.6 Casamento de fase - Seleção de ângulo

Este método envolve precisa orientação angular do cristal com respeito à direção de propagação da luz incidente. Para isto será considerado o caso de um cristal birrefringente uniaxial. Os cristais uniaxiais possuem uma direção particular conhecida como eixo óptico. Para estes cristais o raio ordinário é aquele polarizado perpendicular ao plano determinado pelo eixo óptico (eixo-c ou eixo-z) e o vetor de propagação k , com índice refração correspondente n_o , como mostra a Figura 18. O raio extraordinário é aquele polarizado no plano do eixo óptico e do vetor de propagação, com índice de refração correspondente n_e . O índice de refração n_e varia com o ângulo θ entre o vetor k e o eixo óptico. Esta variação é dada por

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\sin^2 \theta}{\hat{n}_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} \quad (49)$$

onde $\hat{n}_e$ é o valor principal do índice de refração extraordinário. Desta maneira, rotacionando o cristal no plano do eixo óptico e o feixe incidente é possível selecionar uma variedade de valores de n_e para os quais a condição da equação 44 pode ser satisfeita. Para cristais uniaxiais negativos, em $n_e < n_o$ a frequência fundamental será o raio ordinário e a

frequência harmônica será o raio extraordinário. Para cristais uniaxiais positivos ($n_o < n_e$) teremos o caso oposto ao anterior.

Figura 18: Casamento de fase usando seleção angular.

Fonte: [17].

2.7.7 Casamento de fase - Seleção de temperatura

Se o vetor k e o eixo óptico não são nem paralelos nem perpendiculares entre eles, as ondas ordinária e extraordinária tendem a divergir entre si já que a direção do fluxo de energia (vetor de Poynting) e o vetor k não são paralelos, isto ocorre porque os índices de refração n_e e n_o são diferentes. O raio extraordinário essencialmente diverge do caminho do feixe, este efeito é chamado de *walkoff*. Isto limita o comprimento do cristal sobre o qual a conversão harmônica pode ocorrer e também limita a quantidade de potência harmônica que pode ser gerada. Uma maneira de produzir o casamento de fase sem *walkoff* é através da equiparação das velocidades de fase dos dois feixes que interagem por ajuste de temperatura. Em alguns cristais o índice de refração é dependente da temperatura do cristal, assim, para atingir o casamento de fase em um comprimento de onda específico a temperatura do cristal é ajustada para um valor tal que o índice de refração é ajustado para a velocidade de fase dos feixes se equiparem e então o casamento de fase ocorra. A temperatura precisa ser mantida constante para obter uma ótima conversão harmônica.

2.7.8 Interação não linear com feixes gaussianos focalizados

Até o presente momento todas as derivações foram feitas usando a aproximação de que as ondas interagentes eram ondas planas infinitas, mas na prática a radiação incidente é usualmente focalizada no meio óptico não linear de maneira a aumentar a sua intensidade e, portanto, aumentar a eficiência do processo não linear. Para que possamos incluir o caso

de feixes laser focalizados precisamos permitir que a amplitude complexa da onda e da polarização sejam quantidades espacialmente variantes. Fazendo as deduções da equação de onda a partir daí chega-se na equação de onda paraxial. Boyd e Kleinman [18] consideraram como ajustar o foco de um feixe laser incidente de modo a otimizar a eficiência do SHG. Eles encontraram que a maior eficiência é obtida quando o efeito de *walkoff* é negligenciado, quando o feixe é focalizado de maneira que sua cintura esteja localizada no centro do cristal e a razão L/b seja igual a 2,84, e quando o descasamento do vetor de onda seja igual a $\Delta k = 3,2/L$. Onde b é o parâmetro confocal do feixe gaussiano

$$b = 2\pi w_0^2 / \lambda = k w_0^2 \quad (50)$$

e L é comprimento da região de interação $L = z - z_0$.

Figura 19: Representação da focalização de um feixe gaussiano.

Fonte: [18].

Para este caso a potência do SHG será

$$P_{2\omega} = 1,068 \left[\frac{128\pi^2 \omega_1^3 d_{eff}^2 L}{c^4 n_1 n_2} \right] P_{\omega}^2 \quad (51)$$

2.8 Lasers de estado sólido bombeados por diodo

Os lasers de estado sólido bombeados por diodo (DPSSL – diode pumped solid-state lasers), quando comparados às outras tecnologias lasers, são as fontes de radiação mais versáteis, eles são capazes de atender uma ampla faixa de parâmetros de saída. Entre os pontos mais relevantes para escolha da combinação diodo-estado sólido estão:

- Ampla escolha de materiais;
- Flexibilidade da potência de saída média, podendo variar de mW a até centenas de Watts para ondas contínuas ou pulsadas;

- Potência de pico, onde se podem atingir valores de terawatts em pulsos de femtossegundos;
- Largura de pulso, desde pulsos extremamente curtos, da ordem de femtossegundos, a pulsos largos o suficiente para operação contínua;
- Taxa de repetição de pulso, lasers Q-switched de estado sólido podem emitir com taxas de repetição menores de 1 Hz a até 100kHz. Os lasers mode-locked de estado sólido podem atingir taxas de 50 MHz a poucos GHz;
- Largura de linha, de poucos GHz (cristais dopados com terras raras) à dezenas de THz (Ti:Safira – 128 THz);
- Faixa espectral, do ultravioleta ao infravermelho médio em comprimentos de onda discreto;
- Qualidade de feixe, feixes multimodo ou limitados por difração;
- Flexibilidade na escolha do tamanho e forma do meio ativo;
- Os estágios de amplificação podem ser adicionados facilmente;
- Compatível com processos ópticos não lineares para conversão de frequência.

2.9 Cristal de Nd:YLF

O Nd^{3+} dentre os íons trivalentes de terras raras foi o primeiro a ser utilizado em laser e permanece até os dias atuais como o elemento mais importante do grupo. Suas principais transições laser são descritas por um sistema de quatro níveis ideal, e os níveis de potência obtido com tais lasers são os mais altos, quando comparado à outros íons de terras raras. Dentre os cristais dopados com neodímio destacam-se o Nd:YAG e o Nd:YLF ($\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$). O Nd:YAG possui estrutura cúbica e ainda é o mais utilizado por causa de sua boa qualidade óptica, alta condutividade térmica e dureza. O Nd:YLF possui alta birrefringência natural que acaba por compensar efeitos de birrefringência induzida, eliminando os problemas de depolarização e focalização térmica, que ocorre em matrizes isotrópicas como o YAG. O seu tempo de vida do nível laser superior é o dobro do Nd:YAG, mas a seção de choque de emissão estimulada é aproximadamente metade do Nd:YAG. Estas características conferem ao Nd:YLF uma capacidade de armazenamento de energia muito maior que a do Nd:YAG.

Um tempo de decaimento maior permite maior inversão de população estacionária. E uma menor seção de choque de emissão geram menores taxas de decaimento

por emissão estimulada. Desta maneira, o meio ativo armazena mais energia durante a ação laser.

O Nd:YLF possui lente térmica fraca principalmente na polarização correspondente à transição de 1053 nm, resultando em alta qualidade do feixe de saída [19]. A redução do efeito de lente térmica é consequência da diminuição do índice de refração com o aumento da temperatura. Esta diminuição é responsável pela criação de uma lente térmica negativa que compensa parcialmente a lente térmica positiva criada devido à expansão térmica do material [20]. A principal desvantagem do Nd:YLF é seu baixo limite de fratura resultado da sua baixa resistência mecânica e baixa condutividade térmica.

O YLF é um cristal birrefringente uniaxial com estrutura do tipo “Scheelita”, onde o dopante substitui o ítrio (Y^{3+}) e. Suas principais emissões são polarizadas, originárias da separação Stark do nível superior $^4F_{3/2}$, mostrado na Figura 20.

Figura 20: Diagrama de níveis de energia simplificado do Nd:YLF

Fonte: [21].

O Nd:YLF é um cristal que tem duas transições laser principais em 1047 nm (π) e em 1053 nm (σ), correspondendo às polarizações paralela e perpendicular ao eixo c do cristal, respectivamente. A partir do nível laser superior $^4F_{3/2}$ pode ocorrer decaimento radiativo por duas possíveis transições: para o nível $^4I_{13/2}$ com emissão em 1321 nm (π) ou 1313 nm (σ), e para o nível $^4I_{11/2}$ com emissão em 1047 nm (π) ou em 1053 nm (σ). Em geral, a emissão na polarização π tende a ser predominante se nenhum mecanismo é utilizado para

suprimi-la, uma vez que a seção de choque de emissão é maior do que em σ , ocasionando maior ganho. Apesar da transição de 1053 nm possuir ganho 33% menor ela também possui uma lente térmica menor [20], com uma potência diotrópica 2,3 vezes menor que para a transição em 1047 nm.

O espectro de absorção para cada polarização é mostrado na Figura 21 a seguir.

Figura 21: Seção de choque de absorção do cristal de Nd:YLF para as polarizações π e σ .

Fonte: [22].

Dentre as aplicações para os lasers de Nd:YLF incluem bombeamento de outros lasers de estado sólido [23], tratamento médico, processamento de materiais industriais, e LIDAR para monitoramento de poluição.

As características do cristal de Nd:YLF tornam o seu uso interessante como cristal laser fundamental em lasers Raman intracavidade. Suas emissões polarizadas em 1047 e 1053 nm são menores que o comprimento de onda tradicional da transição de quatro níveis em 1064 nm do íon de neodímio quando utilizado como dopante em outras matrizes, permitindo uma região de comprimentos de onda Stokes não usual e correspondentes comprimentos de onda no visível. A polarização desejada (π ou σ) pode ser selecionada pelo

posicionamento do cristal em ângulo de Brewster. Para o caso deste trabalho o cristal possuía o corte perpendicular ao eixo c do laser e a polarização σ selecionada pelo ângulo de Brewster ($\sim 55.4^\circ$) tem comprimento de onda de 1053 nm. A configuração do bombeio do cristal será apresentada detalhadamente no item sobre DBMC. Na Tabela 2 são apresentadas algumas características dos cristais de Nd:YLF e Nd:YAG.

Tabela 2: Propriedades mecânicas, ópticas e térmicas das matrizes de YLF e YAG dopadas com Nd^{3+} .

Propriedade	Nd:YLF	Nd:YAG
Fórmula química	YLiF_4	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$
Simetria cristalina/ grupo pontual	Tetragonal/ C_{4h}^6	Cúbico/ O_h^{10}
Constante da rede cristalina [$\text{\AA}$]	$a = 5,26$ $c = 10,94$	12,01
Índice de refração ($\lambda = 1 \mu\text{m}$)	1,4481 (n_o) 1,4704 (n_e)	1,82
Densidade [g/cm^3]	3,99	4,56
Ponto de fusão [$^\circ\text{C}$]	825	1970
Dureza [Mohs]	4-5	8,5
Condutividade térmica [$\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1}$]	5,8 (eixo c) 7,2 (eixo a)	14
Coefficiente de expansão térmica [10^{-6}K^{-1}]	8 (eixo c) 13 (eixo a)	7,8
Coefficiente termo-óptico (dn/dT) [10^{-6}K^{-1}]	-4,3 (eixo c) -2 (eixo a)	8,3
Secção de choque de emissão estimulada [10^{-19}cm^2]	1,8 (π) 1,2 (σ)	2,8
Tempo de vida de fluorescência [μs]	520	230
Comprimento de onda da transição $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ [nm]	1047 (π) 1053 (σ)	1064
Comprimento de onda da transição $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ [nm]	1321 (π) 1313 (σ)	1320

Fonte: [21].

2.9.1 Lasers Raman utilizando Nd:YLF

Pode-se encontrar na literatura trabalhos onde o cristal de Nd:YLF é utilizado em lasers Raman. Pode-se começar citando Savitski et. al. [24] que usou um módulo laser de Nd:YLF operando em 1047 nm para bombear um cristal de diamante, obtendo 5,1 W em 1217 nm ($M^2 \sim 1.1$). Usando este mesmo sistema eles também bombearam um cristal de KGW obtendo 6.1 W em 1139 nm ($M^2 \sim 5.5$), correspondendo à uma eficiência de conversão diodo-Stokes de 4%. Bu et al. [25] reportou um laser de Nd:YLF em 1047 nm em que o deslocamento Stokes foi feito usando um cristal de SrWO_4 onde a dobra de frequência em um LBO gerou uma fonte laser em 579 nm com 889 mW de potência de saída correspondendo a uma eficiência de conversão diodo-amarelo de 5.8%. O trabalho mais recente foi reportado por Neto et al. [7], em que consiste de um laser Raman de Nd:YLF/KGW bombeado em configuração longitudinal em operação CW (continuous-wave). Os resultados alcançados em operação quasi-CW em comprimentos de onda no IR próximo, amarelo e verde-limão tiveram potência de saída de 1.2 W e $M^2 \sim 1.44$ em 1147 nm com 6% de eficiência de conversão; 1.56 W de potência de saída em 1163 nm com M^2 de 1.49 e eficiência de conversão diodo-Raman de 7.4% e 14% de eficiência de conversão diodo-SHG para 552 nm.

2.10 Fenômeno de Espalhamento Raman Estimulado

Quando a intensidade da luz incidente se torna suficientemente alta a polarização macroscópica induzida P no meio irá incluir termos não lineares em adição a dependência linear do campo elétrico E :

$$P = \varepsilon_0 \chi_1 \cdot E + \varepsilon_0 \chi_2 \cdot |E|^2 + \varepsilon_0 \chi_3 \cdot |E|^3 + \dots \quad (52)$$

onde χ_1 é a susceptibilidade óptica linear e χ_2, χ_3 , etc. são as susceptibilidades ópticas não lineares do meio e ε_0 é a constante dielétrica. Com o aumento da amplitude do campo elétrico os termos de polarização não linear tornam-se mais e mais significantes.

O termo incluindo χ_2 dá origem aos processos ópticos não lineares de geração de segundo harmônico (SHG), geração de soma e diferença de frequência e oscilação óptica paramétrica. O termo incluindo χ_3 dá origem ao espalhamento Raman estimulado (SRS – stimulated Raman scattering) e a vários outros fenômenos interessantes incluindo absorção de dois fótons, espalhamento Rayleigh estimulado, espalhamento de Brillouin e alto focalização. Estes processos podem competir entre si, o que será determinado pela natureza

do material e pela fonte de excitação através das características fatores de ganho, constantes de tempo e comprimento de interação efetiva para os diferentes processos em χ_3 .

Dispositivos baseados em SRS são amplamente referidos como lasers Raman e tipicamente possuem largura de linha estreita, baixa divergência, alta coerência e ganho de pequeno sinal dependente exponencialmente com a intensidade da radiação incidente.

Se utilizando do tratamento da mecânica quântica para o fenômeno de SRS [26] podemos determinar a taxa de geração de fótons Stokes

$$\frac{dn_S}{dt} = N \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)^2 \frac{4\pi^3}{\mu_L \mu_S m c} I_L \sum_{k_S} \frac{\omega_S}{\omega_R} (e_L \cdot e_S) [1 + n_S + n_V] \delta(\omega_S - \omega_L + \omega_R) \quad (53)$$

onde n_S é a população de fótons Stokes, $N = N_0/V$ é o numero de moléculas Raman, μ_L e μ_S são os índices de refração do meio Raman para as frequências laser e Raman, respectivamente, e_L e e_S são os vetores unitários para as polarizações laser e Raman, m é a massa reduzida para a molécula oscilante, c é a velocidade da luz, δ é a função delta e n_V é população de fônons. A somatória é sobre todos os modos Stokes, k_S , por intervalo de frequência no volume V e ângulo sólido $\Delta\Omega$. $\partial\alpha/\partial q$ é a derivada do tensor polarizabilidade molecular, e seu quadrado é proporcional à parte imaginária de χ_3 [17].

Por meio da equação 1 podemos verificar que três processos determinam a taxa de geração de fótons Stokes, eles correspondem aos três termos dentro dos colchetes. O primeiro termo é o espalhamento Raman espontâneo (o termo com 1), o segundo é o SRS, representado pelo termo proporcional à n_S . Terceiro, o acoplamento paramétrico entre a onda Stokes e a excitação do material pode gerar fônons Stokes (o termo proporcional à n_V). Normalmente este último termo é negligenciado porque em geral n_V é pequeno e aproximadamente igual à população do nível final da transição em equilíbrio térmico.

$$n_V = N_0 \left(\exp \left(\frac{\hbar \omega_R}{k_B T} \right) - 1 \right)^{-1} \quad (54)$$

Quando n_S e n_V são $\ll 1$ o espalhamento Raman espontâneo polarizado paralelamente ao laser incidente ($e_L \cdot e_S = 1$) é dominante. A potência Stokes P_S é relacionada à taxa de geração de fótons Stokes por

$$P_S = \hbar \omega_S \frac{dn_S}{dt} \quad (55)$$

O SRS é dominante quando $n_S \gg 1$, $n_S \gg n_V$. Neste caso, onde o SRS é dominante, a expressão padrão para o crescimento da intensidade $I_S(z)$ ao longo da direção z do campo Stokes próximo ao limiar (desconsiderando a depleção do campo de bombeio

I_p) no regime de estado estacionário (a largura do pulso de bombeio é muito maior que o tempo de resposta do meio) será

$$I_S(z) = I_S(0) \exp(g_R I_p z) \quad (56)$$

onde o coeficiente de ganho no estado estacionário é

$$g_R = \frac{8\pi c^2 N}{\hbar \mu_S^2 \omega_S^3 \Gamma} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right) \quad (57)$$

onde Γ é largura de linha da transição Raman, que é igual ao inverso do tempo de defasagem T_R para o estado final de transição.

A secção transversal do espalhamento Raman integrado é introduzida como

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} = \frac{\omega_S^4 \mu_S}{c^4 \mu_P} \frac{\hbar}{2m\omega_R} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)^2 \quad (58)$$

Os valores da secção transversal e a polarização da luz Stokes espalhada depende da orientação do cristal, e assim, o modo vibracional relevante, com respeito à polarização da luz incidente. O estado estacionário aplica-se quando a duração do pulso incidente τ_p é grande quando comparado ao tempo de defasagem T_R , o que na prática acontece na maioria das vezes para qualquer pulso maior que ~ 1 ns.

Examinando estas equações podemos afirmar que para o estado estacionário o coeficiente de ganho é maior para comprimentos de onda Stokes menores (maior ω_S), secção transversal de espalhamento maior (maior $\partial \alpha / \partial q$) e menor largura de linha Raman. Na ausência de um sinal Stokes ejetado, a intensidade do SRS cresce do ruído Stokes espontâneo, integrado sobre a largura de linha ΔW_R da transição Raman e espalhado no ângulo sólido $\Delta \Omega$, dado por

$$I_S(0) = \frac{\hbar \mu_S^3 \omega_S^3}{(2\pi)^3 c^2} \Delta \Omega \quad (59)$$

Esta intensidade SRS tem tipicamente um valor de $\sim 10^{-15} \text{ W/cm}^2$, para se alcançar o limiar Raman (usualmente 1% de depleção do bombeio), o expoente $g_R I_p z$ precisa ter um valor de 30 ou mais. Para um cristal com ganho de estado estacionário $g_R \sim 10 \text{ cm/GW}$ e comprimento de 30 mm, isto requer que a intensidade do bombeio ultrapasse 1 GW/cm^2 , um valor que é acima do limiar de dano para muitos dos candidatos a cristal Raman.

2.11 Cristal de KGW ($\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$)

O cristal de KGW foi escolhido como cristal Raman ativo porque ele possui alto ganho Raman, $\sim 4.5 \text{ cm/GW}$, similar aos cristais de vanadatos [27]. Outra vantagem do KGW é o fato de ele possuir duas fortes linhas Stokes com ganho similar, em 768 cm^{-1} e em 901 cm^{-1} , e que podem ser acessadas separadamente por meio da seleção da orientação do KGW. Desta maneira, utilizando o laser fundamental em 1053 nm produzido pelo Nd:YLF para bombear o cristal de KGW é possível obter dois comprimentos de onda diferentes, 1147 nm e 1163 nm , em uma mesma cavidade. Por sua vez, através dos comprimentos de onda Stokes de 1147 nm e 1163 nm é possível alcançar, os comprimentos de onda 549 nm , 552 nm , 573 nm e 581 nm aplicando os fenômenos de SHG e SFG utilizando um cristal de LBO posicionado intracavidade,.

O KGW é um cristal do tipo tungstato e vários cristais deste tipo têm demonstrado excelente potencial para SRS. Os cristais de tungstato podem ser divididos em duas categorias com relação à sua estrutura: os sheelites e os monoclinicos. Dentro da categoria de estrutura sheelite temos CaWO_4 , SrWO_4 , BaWO_4 , PbWO_4 e ZnWO_4 . Estes cristais são uniaxiais e possuem simetria tetragonal. O seu mais intenso pico Raman ocorre entre 901 e 926 cm^{-1} e corresponde ao modo óptico vibracional do grupo WO_4 tetraédrico [28].

Na segunda categoria temos a estrutura monoclinica. Estes cristais são biaxiais, e incluem $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ e $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$. Estes complexos possuem grupos de moléculas de WO_6 que vibram resultando em um pico Raman forte em torno de 907 e 768 cm^{-1} [29].

Figura 22: (a) orientação mútua dos eixos cristalográficos e os eixos da indicatrix óptica nos cristais de KGW; (b) Espectro de emissão Raman polarizado em cristais de KGW.

Fonte: [29]

O $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ vem sendo amplamente usado para a conversão de frequência e é usualmente orientado ao longo do eixo b (o que corresponde ao eixo óptico N_p). Neste caso o modo 901 cm^{-1} é dominante para E perpendicular ao eixo c e o modo 768 cm^{-1} é dominante para E perpendicular ao eixo a . As propriedades mais importantes do cristal de KGW são apresentadas na Tabela 3, estas propriedades são apresentadas em função da orientação de polarização das ondas incidente e espalhada. Por exemplo, pode-se tomar o índice $p[\text{mm}]p$ que quer dizer que as radiações incidente e espalhada se propagam ao longo do eixo p , e a polarização da radiação incidente e espalhada ocorrem ao longo do eixo m . O primeiro símbolo representa a orientação de propagação da radiação excitante, dentro dos colchetes o primeiro símbolo representa a orientação da polarização da radiação excitante, ainda dentro dos colchetes o segundo símbolo representa o índice de orientação da polarização da radiação espalhada, e o símbolo após os colchetes indica o eixo óptica ao longo do qual a radiação espalhada é registrada.

Tabela 3: Propriedades do cristal KGW.

Largura de transmissão (μm)	0,35 – 5,5
Índice de Refração (300K)	1,986 $p[\text{mm}]p$ 2,033 $p[\text{gg}]p$
Densidade (gcm^{-3})	7,17
Simetria cristalina	Monoclínica
Deslocamento Raman em 300K (cm^{-1})	901 $p[\text{mm}]p$ 768 $p[\text{gg}]p$
Largura de linha emissão Raman espontânea (cm^{-1})	5,9 $p[\text{mm}]p$ 7,8 $p[\text{gg}]p$
Ganho Raman com bombeio em 1064 nm (cm/GW)	3,3 (901 cm^{-1}) 4,4 (768 cm^{-1})

Fonte: [28, 29].

2.12 Configurações de lasers Raman

Para construir um laser Raman é necessário introduzir ao setup laser um material ativo Raman. Existem três principais tipos de configurações para obter a conversão de frequência Raman: Geradores Raman de passo único, ressonadores Raman intracavidade e extracavidade, ou configurações de ressonador acoplado.

No gerador Raman de passo único o laser de bombeio atravessa o meio Raman uma única vez e gera espontaneamente a luz Stokes espalhada. Neste caso não há uma cavidade ressonante para o campo Stokes. A maior dificuldade deste tipo de configuração é alcançar o limiar Raman, altas intensidades são necessárias. Este gerador Raman também não é seletivo na produção de qualquer ordem Stokes em particular, e se houver potência de bombeio suficiente, para alguns materiais, dezenas de linhas Stokes podem ser geradas. Em despeito disto a conversão de frequência pode ser substancial com conversões que podem chegar a 85% [31]. Esta é a configuração mais comumente utilizada para determinar coeficientes de ganho Raman e para conversão de frequência de pulsos ultracurtos.

2.12.1 Lasers Raman extracavidade

Nos lasers Raman com ressonadores externos o cristal Raman é posicionado em um ressonador que é separado do laser de bombeio. Esta configuração possui benefícios quando comparada a configuração de passo único. Primeiro, potências de bombeio muito menores são necessárias para atingir o limiar Raman. Segundo, por meio da seleção apropriada dos espelhos do ressonador pode-se selecionar uma ordem Stokes em particular. E terceiro, o pode-se melhorar a qualidade do feixe de saída. Um esquema típico deste laser é apresentado na Figura 23.

Figura 23: Diagrama esquemático de um laser Raman de ressonador externo.

Fonte: autor da tese.

Os espelhos são escolhidos de maneira a possibilitar o casamento do modo do ressonador e modo do bombeio, o mesmo acontece para o tamanho da cavidade. As características de transmissão dos espelhos são escolhidas de modo que o bombeio atravesse M1 e possivelmente seja refletido por M2. M1 precisa ter alta refletividade para o primeiro comprimento de onda Stokes, e a transmissão do espelho M2 deve ser otimizada para máxima saída da onda Stokes. Tipicamente $1\text{-}10\text{ MWcm}^{-2}$ de intensidade de bombeio é

necessária para se atingir o limiar Raman para esta configuração [30]. Com estes lasers pode-se atingir eficiência da ordem de até 60% [32].

2.12.2 Lasers Raman Intracavidade

Na configuração de lasers Raman intracavidade o cristal Raman ativo é posicionado dentro do próprio ressonador do laser fundamental. Esta configuração é particularmente eficiente para lasers de baixo ganho, como lasers cw, por exemplo. E é muito atrativa porque ela utiliza a muito maior densidade de potência intracavidade e leva à operação em baixo limiar laser (operação cw por exemplo) e geralmente oferece as mais altas eficiências de conversão, com valores que podem chegar em 60-80% com relação aos valores obtidos para a otimização do sistema para o comprimento de onda fundamental.

Na prática a operação de lasers intracavidade pode ser muito complexa. Para um laser Raman eficiente é preciso simultaneamente permitir uma extração de energia eficiente do meio de ganho laser bem como uma conversão eficiente através do SRS no cristal Raman ativo. Ao mesmo tempo, a estabilidade da cavidade deve ser mantida e o dano óptico dos componentes deve ser evitado. Um problema importante é o tamanho do modo ressonador no cristal Raman, há um compromisso entre maximizar a eficiência de conversão e evitar o dano no cristal. Para muitos sistemas os efeitos da carga térmica são críticos para o design de um ressonador eficiente e estável. Assim como efeitos de guiamento de ganho e self-focussing. Enquanto que a lente térmica no cristal de Nd:YAG é função da potência e da distribuição do bombeio, a lente térmica em cristais Raman depende da densidade de potência no comprimento de onda do primeiro Stokes, que por sua vez depende do tamanho do modo no ressonador e da eficiência de conversão do SRS. Portanto, um laser com estas duas lentes térmicas pode ser assumido difícil de otimizar. A Figura 24 mostra um arranjo intracavidade típico.

Figura 24: Diagrama esquemático de um laser Raman intracavidade.

Fonte: autor da tese.

Outra grande dificuldade no desenvolvimento de lasers Raman intracavidade é a obtenção dos filmes antirrefletores necessários para os cristais Raman e os filmes refletorres necessários para os espelhos da cavidade laser. A dificuldade de obter tais filmes tem sido um limitador no desenvolvimento destas cavidades lasers, isto porque para que se consiga atingir a conversão Stokes são necessários filmes de alta qualidade para que as perdas por *roundtrip* sejam inferiores a 0,3%. Essencialmente é preciso que as características espectrais dos espelhos sejam escolhidas de maneira que o ressonador seja high-Q para o comprimento de onda do laser fundamental. Desta maneira o campo óptico no fundamental acumula-se até o limiar para o SRS e então é descarregada através do processo não linear.

2.12.3 Lasers Raman de cavidade acoplada

Os ressonadores de cavidade acoplada são cavidades muito uteis e são usadas em inúmeros setups de laser Raman. Este tipo de configuração na verdade pode ser considerada um subconjunto dos lasers Raman intracavidade, porque nesta configuração também se utiliza a alta densidade de potência dentro da cavidade do laser de bombeio a ser utilizado, resultando em operação de baixo limiar. No entanto, há dois ressonadores separados um para o campo Stokes e outro para o campo fundamental e isto pode algumas vezes oferecer vantagens praticas em que filmes antirrefletores duplos (otimizados para o fundamental e para o Raman) não são necessários para tantos componentes.

Estes ressonadores são uma boa escolha para aplicações tais como controle ou seleção de largura de linha porque componentes como etalons ou sintonizadores birrefringentes podem ser posicionados em ambas cavidades de bombeio ou Stokes e ainda somente agir em um campo óptico. Existem muitas configurações possíveis, as mais simples são apresentadas a seguir na Figura 25.

Figura 25: Diagrama esquemático mostrando uma configuração de laser Raman de cavidade acoplada (a) configuração linear e (b) configuração dobrada (*folded*)

Fonte: autor da tese.

Na Figura 25(a) um arranjo linear simples é mostrado. Os espelhos M1 e M3 definem uma cavidade high-Q para o comprimento de onda fundamental. M2 é altamente transmissível para o fundamental. A cavidade Stokes é definida pelos espelhos M2 e M3, onde o espelho M2 é altamente refletor para o comprimento Stokes e o espelho M3 é o acoplador de saída. Na Figura 25(b) é apresentado uma cavidade dobrada com um espelho M4 adicional. O espelho dicróico de dobra M2 é altamente refletor para o fundamental e transmissor para o comprimento de onda Stokes. O ressonador Stokes é formado pelos espelhos M3 e M4. Este setup pode ser considerado o mais desejável porque o uso do espelho adicional M4 facilita a otimização do casamento de modo entre o modo Stokes e o modo de bombeio. Todos os princípios considerados para os lasers Raman intracavidade também se aplicam para o ressonador acoplado e o casamento de modo dentro do cristal Raman também precisa ser considerado.

2.13 Lasers Raman intrínseco

Diversos cristais de tungstato podem ser dopados com íons laser trivalentes como o Nd^{3+} para torná-los laser ativos. Desta maneira um único cristal pode ser usado para gerar sozinho a saída fundamental e convertê-la através do processo de SRS. Porém tais esquemas devem ser menos flexíveis do que usar cristais separados, em que diferentes tamanhos de modo não podem ser usados para otimizar os dois processos. Todavia estes lasers tem fortes vantagens em termos de desenvolvimento de fontes muito compactas, simples e robustas.

O cristal de KGW é de grande interesse como hospedeiro para o Nd^{3+} e o Yb^{3+} bombeados por diodo. O Yb:KGW vem se demonstrado como um material laser muito eficiente, com *slope efficiencies* da ordem de 86 % [33]. Em experimentos com laser de Yb:KGW o comprimento do cristal é um parâmetro crítico. Para a ação laser eficiente nos sistemas de Yb quase 3 níveis o tamanho do cristal laser é diminuído para diminuir as perdas por reabsorção no comprimento de onda laser. No entanto o ganho Raman é escalonado com o comprimento do cristal. Se cristais de Yb:KGW mais longos podem ser usados, possivelmente com menor concentração de Yb^{3+} , então a conversão Raman intrínseco pode ser muito maior. Também existe a possibilidade de desenvolvimento de lasers Raman tunáveis baseados em Yb:KGW devido a banda de emissão larga do Yb^{3+} .

2.14 Laser Raman para a geração de fontes amarelas

Fundamentalmente, a alternativa mais comum para lasers de estado sólido emitindo na região do amarelo é o laser Raman, com ênfase para lasers Raman intrínsecos com SHG (*second harmonic generation* – geração de segundo harmônico) intracavidade.

Lasers Raman de estado sólido podem ser usados para acessar as regiões espectrais do amarelo e do laranja de duas maneiras. Por exemplo, uma fonte laser verde, como o Nd:YAG dobrado em frequência, pode ser Raman deslocado e então a saída será em amarelo ou laranja. Ou ainda uma fonte de infravermelho como o Nd:YAG operando em 1064 nm pode ser deslocado por SRS e então sua frequência será convertida por SHG para produzir saída no amarelo ou laranja. Em adição ao segundo harmônico do primeiro comprimento de onda Stokes, outros comprimentos de onda no visível podem ser gerados por soma de frequência (SFG) do bombeio e do primeiro Stokes. Um exemplo deste tipo de cavidade pode ser visto na Figura 26.

Figura 26: Laser Raman SHG.

Fonte: autor da tese

SHG (ou SFG) intracavidade das linhas Stokes em lasers Raman intracavidade tem a vantagem de possuir uma potência Stokes circulante alta para uma conversão não linear eficiente para o visível. Efetivamente, o SHG/SFG atua como um acoplador não linear do campo Stokes por meio da saída visível. O SFG intracavidade permite que comprimentos de onda adicionais sejam gerados por meio da mistura do fundamental com o primeiro Stokes, o primeiro com o segundo Stokes, ou outras combinações. A desvantagem das cavidades lineares que possuem somente dois espelhos é que o espelho de saída acopla somente o feixe visível SHG/SFG que se propaga no sentido da saída, então a metade da potência no visível, que propaga no sentido oposto, é perdida. Para resolver este problema um espelho intracavidade pode ser introduzido entre o cristal Raman e o cristal de dobra, este espelho deve ser altamente transmissor para o Raman e para o fundamental e altamente refletor para o comprimento de onda visível que se quer acessar. Neste tipo de cavidade pode-se ainda gerar o cascadeamento do processo de SRS, acessando o primeiro e o segundo, e, possivelmente, Stokes de ordens superiores, isto é possível com espelhos com filmes apropriados.

2.14.1 Histórico de lasers Raman no amarelo-laranja

Descrevendo cronologicamente os resultados encontrados na literatura para o desenvolvimento destes lasers pode-se começar citando o laser Raman que foi reportado em 2007, onde usavam um cristal de Nd:GdVO₄ para o laser fundamental e um cristal de KGW para a conversão Stokes para o 1170 nm e um cristal de LBO para a geração de segundo harmônico. Neste trabalho 704 mW de potência de saída em 586,5 nm, foi alcançado com eficiência de conversão de 5,1% [34]. Com o mesmo cristal laser e um cristal Raman de BaWO₄ o mesmo grupo alcançou 2,9W de potência de saída em 590 nm e eficiência óptica de 11% [35]. Eles reportaram também um laser Raman intrínseco de Nd:YVO₄/LBO [36] com 8,4% de eficiência óptica no comprimento de onda de 588 nm e potência de saída de 320 mW. A maior potência de saída foi alcançada com um laser Raman intrínseco com um

cristal de Nd:GdVO₄ [37], e foi de 4,3 W e eficiência óptica de 17% obtida em 590 nm. Outro trabalho [38] com bons resultados alcançou 3,5 W de potência de saída e eficiência óptica de 13,3% com um cristal laser Raman intrínseco de Nd:LuVO₄. Kores et. al. [6] reportou um laser Raman intrínseco de Nd:YVO₄ bombeado lateralmente em 1176 nm com eficiência de conversão óptica de 11,5%, com 8 W de potência de saída multimodo ou 3,7 W em modo TEM₀₀, obtendo uma eficiência de conversão óptica de 5,4% em operação quase-CW.

3 CAVIDADE SIMPLES DE BOMBEIO LATERAL DO LASER RAMAN DE ND:YLF/KGW/LBO

3.1 Materiais e Métodos

3.1.1 Os cristais de Nd:YLF, KGW e LBO

Para as configurações de bombeio lateral simples e para a configuração de DBMC foi utilizado o mesmo cristal de Nd:YLF, com concentração de dopagem de Nd³⁺ de 1 at% e com dimensões 13x13x3 mm³ (Crystech Inc.), com o eixo c perpendicular ao plano de incidência do bombeio (a-cut), sem filmes antirreflexivos. Devido à ausência de filmes na face de bombeamento do cristal foi preciso fazer uma correção nos valores da potência de bombeio incidente considerando o percentual que é refletido na entrada do cristal. O índice de refração do cristal de Nd:YLF para o bombeio em 792 nm é 1,45, então a porcentagem refletida é:

$$R = \left[\frac{(n - 1)}{(n + 1)} \right]^2 = \left[\frac{(1,45 - 1)}{(1,45 + 1)} \right]^2 = 3,4\% \quad (60)$$

Os valores da potência de bombeio incidente apresentados na Figura 28 e na Figura 30 foram medidos imediatamente antes do cristal e após o feixe de bombeio passar pela óptica de polarização e focalização (Figura 33). A correção destes valores de bombeio foram efetuados usando o calculo $P_{incidente} = P_{bombeio} \times 0,97$. Não foi necessária a refrigeração do cristal porque a operação aconteceu em regime q-cw. A seguir pode ser observado o espectro de absorção do cristal de Nd:YLF.

Figura 27: Espectro de absorção polarizado do Nd:YLF com 1% dopagem.

Fonte: [21].

O bombeio é ajustado por placa de $\lambda/2$ de modo a acessar a polarização π da absorção do Nd:YLF (luz polarizada paralelamente ao eixo óptico).

Para a conversão Stokes foram usados dois cristais de KGW, produzidos pela empresa Casteck, o primeiro com dimensões de $5 \times 5 \times 10 \text{ mm}^3$ e o segundo com $5 \times 5 \times 25 \text{ mm}^2$, ambos com filme antirreflexo (AR) para 1053 nm, 1147 nm e 1163 nm nas faces de entrada e de saída.

Para a conversão SHG foi utilizado um cristal de LBO com dimensões $4 \times 4 \times 8,25 \text{ mm}^3$ (Casteck) com filme AR em 1053 nm, 1147 nm, 1163 nm e 585 nm, nas faces de entrada e de saída.

3.1.2 Caracterização do bombeio

Como fonte de bombeio foi utilizado inicialmente um laser de diodo emitindo em 792 nm. O regime de operação foi quase-cw e a frequência de operação era 71 Hz com largura de pulso de 500 μs com ciclo útil de 3,5 %. Estes valores foram escolhidos para garantir uma boa inversão de população dentro do cristal laser sem o risco de dano ao cristal, sendo que o tempo de vida do nível superior neste cristal é de 520 μs . O comprimento de

onda de bombeio foi selecionado em 792 nm para acessar o mais alto pico de absorção do Nd:YLF na polarização π (Figura 27). Esta seleção foi realizada por meio do ajuste da temperatura do diodo, para isto foi usado um elemento Peltier para aquecer ou refrigerar o diodo conforme necessário. No entanto, observamos que a emissão espectral do diodo também era dependente da sua corrente de alimentação, em função disto foi necessário selecionar uma temperatura para cada corrente de operação (Figura 28).

Figura 28: Gráfico do ajuste de temperatura do diodo de bombeio em cada corrente para manter a emissão em 792 nm.

Fonte: autor da tese.

Com o intuito de otimizar a cavidade laser, o laser de bombeio foi trocado para um diodo VBG (*Volume Bragg Grating* – rede de Bragg volumétrica) emitindo em 797 nm (Northrop Grumman, USA), este tipo de diodo possui uma rede de Bragg volumétrica que age estabilizando e estreitando a linha espectral do comprimento de onda de emissão do diodo garantindo FWHM de 0,5 nm. Esta característica permite que o casamento do bombeio com o espectro de absorção do cristal ocorra mesmo para linhas de absorção estreitas, aumentando consideravelmente a potência de bombeio efetivamente absorvida pelo cristal na área de interesse. Este diodo precisa ser operado com a frequência de 5 Hz e largura de pico de 350 μ s para que ele mantenha as características determinadas pelo fabricante, com ciclo útil correspondente de 0,175%. Para manter a sintonia com o pico de absorção do Nd:YLF foi necessário fazer o ajuste de temperatura para cada potência de trabalho.

Figura 29: Ajuste de temperatura do diodo VBG em função de sua potência pico.

Fonte: autor da tese.

O gráfico de potência de saída versus corrente de alimentação pode ser observado a seguir.

Figura 30: Conversão corrente-diodo do diodo VBG.

Fonte: autor da tese.

Este diodo possui emissão em 797 nm com uma largura de emissão inferior a 1 nm, estas características permitem a otimização no casamento entre os espectros de bombeio do diodo e o espectro de absorção do cristal bombeado, tornando possível alcançar maiores eficiências de conversão. Este diodo também possui a vantagem de operar em altas correntes, alcançando 141 W de potência pico emitida mantendo alta estabilidade espectral e de potência, como já foi citado anteriormente. O espectro do diodo pode ser visto a seguir.

Figura 31: Espectro do diodo VBG.

Fonte: autor da tese.

3.1.3 Configuração da cavidade em bombeamento lateral

As distâncias na cavidade foram determinadas por simulações usando o software LasCad^R. Durante os primeiros testes não havia cristal Raman dentro da cavidade para que fosse possível otimizar somente o feixe fundamental.

Em frente ao diodo foi posicionada uma placa de meia onda para ajustar a polarização do feixe de bombeio de modo a casar com a polarização π de absorção do cristal de Nd:YLF. Logo após a placa de meia onda foi posicionada uma lente com distância focal de 30 mm para focalizar o feixe de bombeio na superfície do cristal. As dimensões do feixe de bombeio foram escolhidas de modo a otimizar o ganho dentro do cristal e manter uma boa sobreposição entre o modo ressonante e o feixe de bombeio. Inicialmente ajusta-se o feixe para que o foco esteja posicionado na superfície do cristal, com as dimensões de feixe de $4\text{mm} \times 0,1\text{mm}$. Depois é feito um ajuste fino durante o alinhamento da cavidade. Basicamente, o feixe de bombeio gera uma faixa de luz no cristal que é sobreposto pelo feixe fundamental, que por sua vez sofre uma reflexão interna total na superfície de bombeio, como é mostrado na Figura 32.

Figura 32: A figura a esquerda mostra como a seleção da polarização do feixe laser foi feita através do ângulo de Brewster. A figura a direita mostra como o cristal de Nd:YLF foi posicionado com respeito ao bombeio de modo a selecionar a polarização do bombeio que é altamente absorvida ao longo da direção da polarização π do cristal

Fonte: [21].

Para operação apenas em comprimento de onda fundamental, foi usado um espelho côncavo com raio de 3 m com filme altamente refletor para 1053 nm (M1) e um acoplador de saída plano com transmissão de 15% para o feixe fundamental. Os espelhos foram alinhados de maneira que o ângulo de incidência do feixe laser intracavidade, nas duas faces do cristal, fossem o ângulo de Brewster ($55,4^\circ$ para 1053 nm), desta maneira as perdas por reflexão nas interfaces foram minimizadas e somente o feixe que é polarizado paralelamente ao plano de incidência pode ressonar, selecionando assim a polarização σ do cristal responsável pela emissão do 1053nm, e ainda dispensando a utilização de filmes para a produção de tais efeitos (Figura 32).

Para uma conversão Stokes eficiente a cintura do feixe fundamental ressonante dentro do cristal Raman deve produzir uma profundidade de foco igual ao comprimento do cristal, ou seja, sua cintura deve permanecer constante durante todo o comprimento do cristal. Isto é necessário porque a eficiência de conversão Raman depende da intensidade do feixe fundamental, e se suas dimensões variam a intensidade também varia. Em função disto simulou-se uma nova cavidade para operação em regime Raman, alterando as distâncias e os raios dos espelhos da cavidade. Para esta nova configuração foi usado um espelho curvo com raio de 75 mm que possui filme altamente refletor para a faixa de 1020-1200 nm, substituindo o espelho curvo M1 anterior. Um espelho plano foi usado como acoplador de

saída com filme altamente refletor para 1053 nm e filme levemente transmissor nos comprimentos de onda Raman: ~0,4% em 1163 nm e ~1% em 1147 nm. Para esta cavidade com comprimento de aproximadamente 7 cm (próximo ao limite de estabilidade), foi alcançado um tamanho de feixe no KGW de aproximadamente 100 μm de raio para o modo TEM_{00} . Para que isto ocorresse o KGW foi introduzido próximo ao acoplador de saída, porque para uma cavidade deste tipo (hemisférica) a cintura do feixe encontra-se no espelho plano da cavidade (Figura 34).

Figura 33: A configuração da cavidade óptica. O cristal de KGW foi posicionado em um dos braços do ressonador para a conversão Stokes intracavidade. O KGW foi posicionado próximo ao espelho de saída porque a cintura do feixe era menor nesta posição

.Fonte: autor da tese.

A cintura no cristal Raman precisa ser a menor possível já que a eficiência de conversão Raman depende exponencialmente da intensidade do feixe laser de comprimento de onda fundamental. Na Figura 34 pode-se observar uma foto da cavidade em funcionamento, pode-se observar também o brilho azul produzido pelo cristal Raman durante a conversão Stokes [39].

Figura 34: Fotografia do arranjo laser durante a conversão Raman, com cristal Raman de 25 mm de comprimento.

Fonte: autor da tese.

Após otimizar os comprimentos de onda Raman, tanto em eficiência quanto em qualidade de feixe, foi o momento de introduzir o cristal de LBO. O cristal de LBO foi introduzido entre o cristal Raman e o cristal laser, para que a cintura do feixe ressonante ainda se mantivesse próxima ao KGW. O espelho acoplador foi então trocado, por um espelho totalmente refletor tanto para o comprimento de onda fundamental quanto para o Raman. As conversões de comprimento de onda produzido pelo LBO foram selecionadas pelo ajuste de temperatura do cristal de LBO que foi montado em suporte de cobre aquecido por um resistor. A temperatura foi ajustada para 63°C para a obtenção do comprimento de onda de 573 nm. Uma representação geométrica da cavidade pode ser vista na Figura 35 apresentada a seguir.

Figura 35: Geometria da cavidade com a introdução do LBO. No canto superior esquerdo pode-se observar a configuração para a medida de transmissão do laser laranja pelos componentes ópticos em seu caminho (OPO – optical parametric oscillator – oscilador óptico paramétrico).

Fonte: autor da tese.

Uma fotografia do arranjo óptico com o LBO em funcionamento pode ser vista a seguir.

Figura 36: Fotografia do arranjo ópticos com o LBO em funcionamento. O feixe aparece verde por causa da câmera utilizada.

Fonte: autor da tese.

Como o cristal de LBO precisou ser posicionado entre o cristal KGW e o cristal de Nd:YLF o comprimento de onda convertido pelo LBO precisou atravessar o cristal de KGW e o acoplador de saída para sair da cavidade. Porém estes componentes não possuíam filme antirrefletor para o amarelo, desta maneira, o valor de potência do sinal de saída medido no detetor de potência precisou ser corrigido pelo fator de perdas nestas superfícies. Para conhecer este fator de perda foi montado um arranjo óptico (canto esquerdo da Figura 35). Foi utilizado um laser OPO (*optical parametric oscillator*) para fazer uma varredura de comprimentos de onda para determinar esta perda. O gráfico de transmissão do conjunto óptico pode ser visualizado a seguir

Figura 37: Gráfico de transmissão dos componentes ópticos no caminho do feixe amarelo

Fonte: autor da tese.

3.2 Resultados e Discussões

3.2.1 Laser Raman de Nd:YLF/KGW/LBO bombeado lateralmente em cavidade simples

A cavidade laser foi desenvolvida em duas etapas. Na primeira etapa foi feita a otimização do laser fundamental em 1053 nm. Nesta primeira configuração foram alcançados uma eficiência óptica de 47% e uma eficiência de inclinação de 49%, com qualidade de feixe multimodo (Figura 38).

Figura 38: Conversão diodo-fundamental. Eficiência óptica de 47% e eficiência de inclinação de 49%, com qualidade de feixe multimodo

Fonte: autor da tese.

Estes valores de eficiências obtidos para o laser fundamental podem ser considerados bons e dentro do esperado para o cristal de Nd:YLF bombeado em 792 nm por um diodo que não possui a tecnologia VBG [40], ou seja, que não possui largura espectral otimizada para a largura de absorção.

Porém, a cavidade neste momento do trabalho não estava apta a receber o cristal Raman, isso porque para alcançar a conversão Stokes é necessário que a cintura do feixe tenha um raio inferior a 100 μm , para isso foi necessário mudar a curvatura do espelho curvo M1.

A melhor configuração de cavidade foi obtida utilizando um espelho com raio de 75 mm (verificado por simulação LasCad^R). Para uma cavidade com aproximadamente 7 cm (bem próximo ao limite de estabilidade) conseguimos um tamanho de cintura no KGW de aproximadamente 100 μm de raio. O cristal de KGW, com 10 mm de comprimento, foi posicionado na cavidade com seu eixo óptico ajustado para selecionar a conversão Stokes de 901 cm^{-1} , produzindo como resultado uma emissão Stokes em 1163 nm. Para este propósito a polarização Stokes e fundamental devem estar paralelas ao eixo N_m do índice de refração do KGW para que fosse acessada o maior coeficiente de emissão Stokes para este corte de cristal (cortado ao longo de N_p). Para entender melhor o que está sendo descrito aqui pode-se observar a Figura 22. Por meio de alinhamento foi possível atingir duas qualidades de feixe para este comprimento de onda. O primeiro foi alcançado de modo a prover a melhor eficiência de conversão com qualidade de feixe multimodo. Foram alcançadas uma

eficiência óptica de 12,2% e eficiência de inclinação de 14% com saída máxima de 4,9W (Figura 39).

Figura 39: Conversão diodo-Raman para o deslocamento Stokes de 901 cm^{-1} em 1163nm com o KGW de 10 mm

.Fonte: autor da tese.

Um segundo alinhamento foi feito de modo a garantir a melhor qualidade de feixe possível alcançando a emissão no modo TEM_{00} . Porém, os melhores resultados de eficiência para esta configuração de cavidade laser sempre será para o caso multimodo, isto acontece porque o modo TEM_{00} é obtido através de introdução de perdas na cavidade. Para este caso foi obtida uma eficiência de inclinação de 10% e uma eficiência de conversão óptica de 7,5% com saída máxima de 1,6 W (Figura 39). Para bombeios acima de 25 W não é mais possível manter a emissão somente em modo TEM_{00} e modos de mais alta ordem começam a surgir. Este resultado pode ser diretamente comparado com os melhores resultados encontrados na literatura. É um resultado muito similar ao obtido por Neto et. al. [7] para o mesmo comprimento de onda com uma cavidade que possuía os mesmos cristais, porém em configuração longitudinal. O espectro de emissão pode ser observado na Figura 40 apresentada a seguir.

Figura 40: Espectro de emissão do comprimento de onda Raman de 1163 nm.

Fonte: autor da tese.

Depois de otimizado o resultado com o cristal de KGW com 10 mm de comprimento resolveu-se trabalhar com o cristal de KGW com dimensões 5X5X25 mm³, para verificar se era possível melhorar os resultados. Primeiro foi obtido o resultado para o Stokes shift de 901 cm⁻¹, o resultado pode ser visto a seguir.

Figura 41: Conversão diodo-Raman para o deslocamento Stokes de 901cm⁻¹ em 1163 nm, com KGW de 25 mm de comprimento.

Fonte: autor da tese.

O resultado para este caso foi um pouco pior quando comparado com os resultados para um cristal menor, acreditamos que isso seja resultado das perdas devido às impurezas presentes no cristal Raman, e que ao utilizarmos um cristal maior teremos proporcionalmente uma maior quantidade de perdas. Apesar de que podemos observar que o limiar laser para este caso é menor que no caso do cristal de 10 mm, mas fica claro que isto seja efeito do alinhamento que provavelmente era melhor para o cristal de 25 mm. Neste

caso foi alcançado uma eficiência de inclinação de 10% para multimodo e 6% para monomodo, e eficiência de conversão de 9,6% para multimodo e 7% para monomodo. Porém, neste caso foi alcançada uma saída um pouco maior para o feixe monomodo, quando comparado com o resultado obtido para o cristal de comprimento menor, com 2,36W de saída máxima.

Para a seleção do modo TEM_{00} por meio de alinhamento, o feixe laser foi monitorado através de uma câmera CCD. Fazendo pequenas alterações no alinhamento foi possível obter imagens de alguns modos, isto torna possível mostrar como a qualidade de feixe evolui por meio do alinhamento (Figura 42).

Figura 42: Imagem dos modos do feixe Stokes obtidos por alinhamento.

Fonte: autor da tese.

Esta seleção é possível por meio de alinhamento porque são introduzidas perdas aos modos laser de ordem superior quando o alinhamento é ajustado. Desta maneira o modo TEM_{00} é o modo com menor eficiência de saída, porque foi o modo que necessitou de menor grau de sobreposição com a região de ganho para ser alcançado.

Depois da seleção do modo TEM_{00} foi aplicada a técnica de *knife edge* para medir o M^2 do feixe Raman de saída. Obteve-se os valores de M^2 : vertical 1.44, horizontal 1.05 (qualidade de feixe TEM_{00}).

Em seguida o cristal de KGW foi rotacionado em 90° para acessar o deslocamento Stokes de 768 cm^{-1} , onde a polarização Stokes e fundamental são paralelas ao eixo N_g do índice de refração do KGW, emitindo em 1147 nm e em 1163 nm simultaneamente, porque para esta polarização as duas conversões Stokes possuem um coeficiente de emissão muito semelhante. O resultado multimodo para os dois comprimentos de onda juntos pode ser visto a seguir.

Figura 43: Conversão diodo-Raman em ambas conversões Stokes simultaneas, com o KGW de 25 mm.

Fonte: autor da tese.

Para este caso, com os dois comprimentos de onda juntos, foi obtido 12% de eficiência de inclinação, 11% de eficiência de conversão e potência de saída máxima de 4,4 W. Estes resultados são condizentes com os outros resultados obtidos neste arranjo, com valores de eficiência e potência de saída similares aos encontrados na literatura. A emissão simultânea de dois comprimentos de onda pode ser vantajosa para algumas aplicações por isso este é um resultado bastante relevante, já que foi possível obter a emissão simultânea em dois comprimentos de onda de forma estável. O espectro de emissão nesta condição pode ser observado na Figura 44.

Figura 44: Espectro de emissão do laser na conversão Stokes de 768 cm^{-1} com a presença de dois comprimentos de onda, 1147 nm e 1163 nm.

Fonte: autor da tese.

Em um segundo momento foi possível separar os dois comprimentos de onda apenas alterando levemente a inclinação do cristal Raman. A seguir é mostrada a conversão para os dois comprimentos de onda separados pela alteração de inclinação do KGW.

Figura 45: Conversão diodo-Raman para 1147 nm e 1163 nm obtidos separadamente

.Fonte: autor da tese.

Foi apresentado até o momento que em separado tem-se para 1147 nm uma eficiência de inclinação de 5,5% e eficiência de conversão de 3,7%, e para o 1163 nm um *Slope* de 4,7% e eficiência de 4%. Estes valores de eficiência são bem menores do que os resultados para a conversão Stokes de 901 cm^{-1} na polarização paralela à N_m . Isto acontece porque os dois comprimentos de onda Stokes competem entre si quase que igualmente pela intensidade de bombeio, desta maneira a eficiência de conversão total desta linha Stokes passa a ser dividida entre eles, mesmo ao separarmos os sinais por meio de alinhamento o que estamos fazendo na verdade é introduzir perdas para um comprimento de onda específico e permitindo que somente um oscile eficientemente. Também podemos verificar que a conversão para 1163 nm tem um limiar de emissão menor que o 1147 nm para esta polarização, porém a eficiência de inclinação de 1147 nm é maior. Esta característica pode também ser efeito da diferença de transmissividade do espelho de saída para os dois comprimentos de onda, já que este espelho não é otimizado para ambos os casos.

O próximo passo do trabalho foi a obtenção do comprimento de onda na região do amarelo por meio da geração de segundo harmônico com a introdução do cristal de LBO na cavidade. Neste momento do trabalho o laser de diodo usado para o bombeamento passou a ser um diodo VBG, por isso foi possível acessar potências de bombeio mais altas. Neste

caso as conversões foram medidas novamente para o laser fundamental, 1053 nm, para o laser Raman em 1147 nm, e então os valores obtidos para o amarelo. Estes resultados serão apresentados a seguir.

Figura 46: Conversão diodo-fundamental em 1053 nm bombeado por diodo VBG em 797 nm.

Fonte: autor da tese.

A eficiência de conversão obtida para este caso foi muito superior à anterior, chegando a 61% de eficiência de conversão. Este fato é devido às características do diodo VBG já citadas anteriormente, alta estabilidade espectral e largura de linha estreita. As potências de bombeio foram limitadas para que não atingisse os limiares de dano óptico dos componentes. Este procedimento foi necessário porque mesmo operando em regime q-cw o dano óptico ocorreu em alguns filmes (do KGW e do acoplador de saída, principalmente) quando alguns valores de potência de bombeio foram utilizados.

É importante dizer que a partir deste ponto do desenvolvimento experimental o espelho acoplador de saída utilizado para a conversão Stokes foi modificado. Passou-se a utilizar um espelho com filme altamente refletor para a faixa de comprimento de onda de 1030-1064 nm. Este espelho possui transmissão de 0,7% para 1147 nm e comprimento focal de 10 m, o que altera minimamente a cavidade. Também é importante informar que o filme antirrefletor do cristal de KGW foi refeito pela empresa Castech nas mesmas configurações que o anterior porque neste ponto do desenvolvimento do trabalho ele já estava deteriorado devido ao uso. Neste resultado, como em todos os próximos resultados, foi utilizado o cristal de KGW de 10 mm de comprimento.

Estas alterações afetaram diretamente os resultados na conversão Stokes para o 1147 nm por meio do deslocamento de 768 cm^{-1} como pode ser observado na figura apresentada a seguir.

Figura 47: Conversão diodo-Raman em 1147 nm utilizando o diodo VBG para bombeio

.Fonte: autor da tese.

Os valores obtidos para o laser em 1147 nm foram eficiência óptica de 17,7%, eficiência de inclinação de 19,8% e potência máxima de saída de 11,7W multimodo. Estes resultados foram muito positivos e podem ser atribuídos diretamente à alta eficiência de conversão diodo-fundamental e à alteração do espelho acoplador de saída. Comparando este resultado ao anteriormente obtido também podemos afirmar que a transmissão de 0,7% é mais otimizada para a emissão do 1147 nm do que a anterior de 1%, e pelo mesmo motivo o limiar laser é maior para este caso. Porém não foi possível obter o comprimento de onda de 1163 nm porque o espelho acoplador de saída utilizado possui um valor muito alto de transmissão para este comprimento ($\sim 2\%$).

Este resultado para o comprimento de onda de 1147 nm possui os mais altos valores de eficiência de conversão e de potência de saída encontrados por nós na literatura. Mesmo quando comparados com os resultados encontrados para comprimentos de onda similares.

Após a introdução do LBO na cavidade ajustado na temperatura de 63°C foi obtida a conversão SHG do Stokes de 1147 nm, obtendo a saída em 573 nm, que é apresentada a seguir na Figura 48.

Figura 48: Conversão diodo-visível para 573 nm.

Fonte: autor da tese.

Foi alcançada uma potência máxima de saída de 6,0 W na potência de bombeio de 50 W, a eficiência de inclinação foi 11,9 % e a eficiência de conversão diodo-SHG foi 11,8% para emissão multimodo. A potência de bombeio foi limitada à 50 W por questão de segurança. Para garantir que não ultrapassasse o limiar de dano dos filmes antirrefletores dos cristais. É preciso dizer que estes valores apresentados na Figura 48 são os valores medidos pelo medidor de potência corrigidos conforme o valor de transmissão obtido na Figura 37. Depois ocorre uma segunda correção porquê a conversão SHG ocorre nas duas direções do feixe, desta maneira, para determinar o real valor do feixe convertido o resultado é multiplicado por um fator 2. Metade do feixe convertido vai para o outro lado da cavidade e se perde. Esta parte do feixe poderia ser aproveitada introduzindo um espelho intracavidade entre o Nd:YLF e o LBO que permitisse a transmissão dos feixes fundamental e Stokes e refletisse por completo o comprimento de onda de SHG. No entanto, isto não era possível nesta configuração de cavidade porque o espaço existente não permitia a introdução do espelho intracavidade. É importante observar também que para valores de potência absorvida abaixo de 25 W temos valores de potência emitida pouco confiável por estar no limite de detecção do medidor de potência utilizado, por isto estes valores não foram utilizados para o ajuste de eficiência de inclinação, eles possuem caráter meramente expositivos. A seguir é apresentado o espectro de emissão para o laser amarelo.

Figura 49: Espectro de emissão do laser amarelo

Fonte: autor da tese.

Na Tabela 4 é apresentado um resumo dos resultados obtidos até este ponto do trabalho para facilitar a comparação com resultados obtidos em trabalhos similares.

Tabela 4: Melhores resultados obtidos para a cavidade de bombeio lateral simples.

Comprimento de onda (nm)	Psáida (W)	M ²	Eficiência óptica (%)
1163	4,9	multimodo	12,2
1163	1,6	Vertical 1,44 Horizontal 1,05	7,5
1147	11,74	multimodo	17,7 (VBG)
573	6	multimodo	11,8 (VBG)

Fonte: autor da tese.

Os resultados alcançados até este ponto do trabalho podem ser diretamente comparados com os resultados obtidos para 1163 nm e 1147 nm no trabalho de Neto et. al. [7], que usou um Nd:YLF em configuração de bombeio longitudinal e também um cristal de KGW para a conversão Stokes. Valores superiores em termos de potência de saída foram atingidos neste trabalho, em ambos os comprimentos de onda devido ao fato de que a configuração de bombeio lateral permite potências de bombeio maiores se comparado à configuração de bombeio longitudinal. As dimensões do feixe de bombeio no foco, no caso do bombeio longitudinal, são muito menores que no bombeio lateral. Isto permite a aplicação

de potências de bombeio maiores no caso da configuração de bombeio lateral. Os resultados para o feixe em modo TEM₀₀ em 1163 nm são similares em ambos os trabalhos, aqui uma conversão de 7,5% e M² de 1,4 foram alcançados. Eles alcançaram M² de 1,49 e eficiência de conversão de 7,4%. Comparando os resultados em 1147 nm, o resultado apresentado nesta tese apresentou maior potência de saída, maior eficiência de conversão.

Uma comparação similar pode ser feita com o trabalho de Kores et. al. [6], com algumas ressalvas, uma vez que neste trabalho foi utilizado um cristal de Nd:YVO como laser Raman intrínseco. Raman intrínseco lasers costumam ter menos perdas porque o número de interfaces é menor, então as perdas introduzidas são menores neste tipo de cavidade. Porém o ganho Raman pode ser menor devido à falta de controle independente da cintura do feixe no cristal Raman e por causa da lente térmica. No entanto, no trabalho de Kores foi utilizada uma configuração de cavidade muito similar à apresentada nesta tese, servindo então como parâmetro para o início do desenvolvimento desta tese. Kores et. al. foram os primeiros a demonstrar a aplicação da técnica de DBMC para lasers Raman, os resultados foram obtidos na emissão de 1176 nm, incluindo uma eficiência de conversão de 11,5% com uma potência de saída multimodo de 8 W (3,7 W no modo TEM₀₀). Os resultados em multimodo são comparáveis com os apresentados nesta tese em 1163 nm, no entanto, na operação em modo TEM₀₀ nossos resultados mostram uma eficiência maior (7% contra 5,4%). Isto reforça o quanto a configuração de bombeio lateral de Nd:YLF pode ser vantajosa para a conversão Raman intracavidade.

O resultado no comprimento de onda amarelo 573 nm apresentado nesta tese está entre as mais altas eficiências de conversão encontradas na literatura para este comprimento de onda, ou para comprimentos de onda com valores próximos. Comparando com Neto et. al., que obteve para 573 nm 1,25 W de potência de saída com eficiência óptica de 6,9% em q-cw, nossos resultados foram superiores, inclusive se compararmos com os resultados por eles obtidos em 581 nm. Comparando com os resultados de Kores et. al.[41], que obteve 4 % de eficiência de conversão em 588 nm e potência de saída máxima de 0,82 W, é possível afirmar que utilizar a configuração de cavidade apresentada nesta tese foi uma grande evolução para a produção de lasers Raman amarelos possibilitando a obtenção de valores superiores aos obtidos na literatura, e em alguns casos, com qualidade de feixe próximo ao limite de difração.

4 A CAVIDADE DBMC PARA O LASER RAMAN DE ND:YLF/KGW/LBO

Nesta nova cavidade os cristais utilizados foram os mesmos da configuração anterior. Alteramos apenas o diodo laser de bombeio. O bombeio utilizado foi o diodo VBG apresentado no item 3.1.2.

4.1 Materiais e Métodos

4.1.1 Configuração de bombeamento DBMC

Na configuração de DBMC o maior desafio é conseguir uma cavidade que permita alcançar alta eficiência de conversão para o laser fundamental aliada à alta qualidade de feixe. Sabe-se que quanto maior for o coeficiente de absorção de um cristal ou quanto maior for o tamanho do modo do feixe laser na direção do bombeio mais difícil é conseguir que o laser passe a oscilar no modo TEM_{10} [40], permanecendo no modo TEM_{00} . A partir do momento que o cristal laser já está estabelecido o que resta como alternativa é escolher uma cintura de feixe que seja suficientemente grande para garantir oscilação no modo TEM_{00} . Para as condições de cavidade desta tese é necessário que a cintura do feixe no cristal de Nd:YLF seja igual ou maior que 500 μm [42].

Porém, para que seja possível atingir uma conversão Stokes continua sendo necessário produzir uma cintura de feixe da ordem de 100 μm em algum ponto do ressonador onde possamos posicionar o cristal de KGW. Foram feitas diversas simulações via software LasCad e por fim foi selecionada uma cavidade em zig-zag (Figura 50).

Esta cavidade possui 5 espelhos, dois planos altamente refletivos para todos os comprimentos de onda envolvidos (HR), dois curvos de 75 mm (HR) e um acoplador de saída plano otimizado para a saída laser desejada. O acoplador de saída para o fundamental possuía 15% de transmissão para 1053 nm e o acoplador para a conversão Stokes possuía filme refletor para 1053 nm e filme transmissor nos comprimentos de onda Raman: ~2% em 1163 nm e ~0,7 em 1147 nm (o mesmo utilizado na cavidade anterior após a troca do diodo). Foi mantido o mesmo cristal da cavidade de apenas uma dobra, assim como os cristais Raman e SHG. Nesta configuração de cavidade o foco desejado para posicionar o cristal

Raman encontra-se entre os dois espelhos curvos (Figura 50). A grande vantagem desta cavidade é a possibilidade de seleccionar a cintura do feixe no cristal de Nd:YLF de tal maneira a garantir modo TEM₀₀ sem haver perda de potência. Ao mesmo tempo é possível produzir uma cintura bastante reduzida onde pode-se posicionar o cristal Raman.

Figura 50: Geometria para o laser Raman DBMC

Fonte: autor da tese..

Os acopladores de saída utilizados são os mesmos utilizados na cavidade anterior. Para a produção do laser fundamental manteve-se a cavidade assim como na Figura 50 removendo o cristal de KGW, o acoplador de saída possuía transmissão de 15% para o 1053 nm. Todos os outros espelhos da cavidade possuíam filme altamente refletor na faixa de 1020-1200 nm. O alinhamento da cavidade nesta configuração é bastante crítico e precisou ser executada em diversas etapas, alinhando partes da cavidade por vez. Primeiramente foi utilizado um laser de alinhamento posicionado atrás do espelho plano HR

M2, o alinhamento é feito de modo similar a uma cavidade de bombeio lateral simples. Depois o laser de alinhamento é transladado para trás do espelho M3, e então a cavidade é alinhada como para uma configuração DBMC simples, utilizando para isto no lugar do espelho M3 um acoplador de saída plano.

Depois o espelho M3 é colocado na cavidade e então ele é alinhado de maneira que a reflexão do laser de alinhamento na sua face traseira forme um ângulo de 20° com relação ao laser de alinhamento entrando. Isto garante que o ângulo de incidência do feixe ressonante seja de 10° . Como o espelho M3 possui uma distância focal de 75 mm é muito importante que o feixe incida no centro para que o alinhamento seja ótimo.

A parte mais crítica é o alinhamento dos espelhos curvos, bem como a determinação do espaçamento entre eles. Para isto o laser de alinhamento é agora posicionado atrás de onde deveria ser posicionado o espelho acoplador M5, isto possibilita o alinhamento do espelho M4, e então basta alinhar o espelho M5.

Após otimizar a cavidade para a emissão do laser fundamental é possível introduzir o cristal de KGW na cavidade. Idealmente o KGW deve ser posicionado centralizado entre os espelhos curvos. Este alinhamento foi o mais difícil de se obter, foram necessárias diversas etapas para esta otimização. Além de ter sido necessário voltar nas etapas de alinhamento citadas nos parágrafos anteriores por várias vezes.

Durante a etapa de alinhamento do DBMC simples é preciso atentar para algumas características que precisam ser alcançadas. Como já foi mencionado anteriormente, a sobreposição entre a região de inversão do bombeio e o menor modo ressonante precisa ser grande o suficiente para que não reste região de ganho suficiente para os modos de maior ordem. Por este motivo aplica-se a configuração de duplo passe com reflexão interna total na face bombeada. Isto efetivamente diminui a região de inversão disponível para modos de altas ordens desde que sejam ajustados o diâmetro do feixe e a separação entre os feixes ressonantes na face da reflexão. O diâmetro do feixe foi ajustado para um valor de 500 μm , ou maior, por meio de simulações da cavidade, assim como já foi citado anteriormente. A separação entre feixes ideal para a mais alta potência de saída em TEM_{00} já foi determinada em trabalhos anteriores [42] e foi mantida em 2 mm. Uma imagem da cavidade alinhada pode ser vista a seguir.

Figura 51: Fotografia da cavidade em DBMC completa.

Fonte: autor da tese.

4.2 Resultados e Discussões

4.2.1 Laser Raman de Nd:YLF/KGW/LBO em cavidade DBMC

Na configuração em DBMC foram alcançados os seguintes resultados para o laser fundamental.

Figura 52: Conversão diodo-fundamental (1053 nm) na configuração DBMC.

Fonte: autor da tese.

Nesta configuração foi alcançada uma eficiência para o laser fundamental semelhante ao caso de uma única dobra com eficiência de inclinação de 48% e eficiência óptica de 47%, porém neste caso tem-se uma grande melhora com a emissão no modo TEM₀₀, com M² horizontal de 1,57 e M² vertical de 1,05.

O próximo passo foi introduzir o cristal Raman na cavidade e trocar o acoplador de saída. Decidiu-se que o ideal seria somente trabalhar com o KGW com 10 mm de comprimento, já que as perdas são menores neste cristal devido ao seu comprimento reduzido. O cristal foi posicionado de maneira que a polarização Stokes e fundamental estivessem paralelas ao eixo N_g do índice de refração do KGW. Inicialmente obteve-se resultados com as conversões Stokes de 768 cm⁻¹ e 901 cm⁻¹ obtidas simultaneamente, 1147 nm e 1163 nm, respectivamente. Estes resultados são apresentados na figura a seguir.

Figura 53: Conversão diodo-Raman em DBMC para o deslocamento Stokes 768 cm^{-1}

Fonte: autor da tese.

Foi alcançado 11% de eficiência de conversão diodo-Raman e eficiência de inclinação de 17% para os dois comprimentos de onda Raman, 1147 nm e 1163 nm simultâneos. Neste momento a emissão ainda era multimodo, mas visivelmente em uma ordem de emissão muito menor do que a obtida para o resultado apresentado na Figura 43.

O próximo passo do trabalho foi obter a conversão para 1147 nm separadamente. Isto foi feito por meio de alinhamento da cavidade, em um alinhamento ótimo somente uma conversão foi obtida, como pode ser visto a seguir.

Figura 54: Conversão diodo-Raman em 1147 nm.

Fonte: autor da tese.

Para o 1147 nm sozinho foi possível alcançar uma eficiência de inclinação de 9% e eficiência de conversão de 11% para algumas potências de bombeio (valores próximos à 20 W de bombeio). Este é um resultado muito bom, já que a qualidade do feixe de saída é bem próxima de modo TEM_{00} com m^2 vertical de 1,1 e m^2 horizontal de 1,9 na potência de

saída máxima de 3,12 W. Se compararmos estes resultados com os obtidos para a cavidade de bombeio lateral com apenas uma dobra podemos afirmar que há um ganho visível em qualidade quando a configuração em DBMC é aplicada.

Para o próximo passo o cristal de KGW foi girado 90° para que o deslocamento Stokes de 901 cm^{-1} fosse mais eficiente, o resultado obtido pode ser visto a seguir.

Figura 55: Conversão diodo-Raman em 1163 nm.

Fonte: autor da tese.

Foi obtida potência máxima de saída de 3,2 W, eficiência de inclinação de 8,8 % e eficiência diodo-Raman de 8%. A qualidade de feixe obtida para este resultado era semelhante a anteriormente apresentada para a conversão de 1147 nm. A expectativa era que nesta conversão fosse alcançada uma maior eficiência de conversão comparando com o laser em 1147 nm, já que a conversão de 901 cm^{-1} nesta polarização, paralela à N_m , possui maior secção de choque do que a conversão de 768 cm^{-1} na polarização paralela à N_g . No entanto não foi o observado, a emissão neste comprimento de onda se mostrou difícil de alcançar nesta configuração de cavidade.

Apesar de todas as restrições encontradas ao longo do desenvolvimento desta cavidade os resultados obtidos foram todos promissores. Um resumo destes resultados pode ser visualizado na tabela a seguir.

Tabela 5: Melhores resultados Raman obtidos para a configuração de cavidade DBMC.

Comprimento de onda (nm)	Potência de saída (W)	M ²	Eficiência óptica (%)
1147	3,12	Vertical 1,1 Horizontal 1,9	11
1163	3,2	---	8

Fonte: autor da tese.

Podemos começar comparando estes resultados com os obtidos por Kores et. al. [6], que reportou emissão em modo TEM₀₀ do comprimento de onda de 1176 nm em configuração DBMC 5,4 % de eficiência óptica e potência máxima de 3,7W, e para a configuração de uma única dobra 7,3% de eficiência e 1,8 W de potência máxima. Os resultados obtidos nesta tese para ambos os comprimentos de onda, 1147 e 1163 nm, são significativamente superiores, obtendo resultado inferior apenas na potência máxima obtida. Porém, a potência máxima foi limitada apenas por medida de segurança, não havendo restrições em aumentá-la cuidadosamente.

Comparando com os resultados obtidos por Neto et.al. [7] podemos afirmar que os nossos resultados foram superiores, principalmente para 1147 nm. Eles obtiveram para 1147 nm 6% de eficiência óptica e potência máxima de 1,2W e para 1163 nm 7,7% de eficiência óptica e 1,56 W de potência máxima de saída. Esta comparação direta mostra que a configuração de bombeio lateral e a configuração em DBMC são muito vantajosas em comparação à configuração de bombeio longitudinal. Elas permitem a obtenção de valores de potência de saída superiores, com excelente eficiência de conversão óptica possibilitando manter a qualidade de feixe próximo ao limite de difração sem perda de eficiência quando a configuração em DBMC é aplicada.

5 LASER RAMAN INTRÍNSECO DE YB:KGW NA CONVERSÃO STOKES DE 89 CM⁻¹

Nesta seção serão apresentados o desenvolvimento e os resultados de um laser Raman intrínseco de Yb³⁺:KGW operando em 1096 nm. Foi utilizado para o bombeamento um diodo acoplado à fibra em configuração de bombeio longitudinal para gerar um comprimento de onda de emissão fundamental que depende fortemente das perdas internas do ressonador. A emissão Stokes em 1096 nm foi alcançada com uma eficiência Stokes de 42% em uma eficiência de conversão óptica de 33,2% e uma potência máxima de saída de 4,5W para operação em q-cw (pulsos de 1 ms). A conversão Stokes explorada em 89 cm⁻¹ apresentou características laser excelentes e demonstrou que este modo Stokes pouco explorado pode abrir caminho para a produção de lasers Raman em pentes de frequência em modo cw.

5.1 Introdução

Lasers Raman intrínseco são os lasers Raman de menor custo devido à dualidade do meio ativo, que atua como gerador do laser fundamental e do primeiro Stokes, trazendo também o benefício de arranjos mais simples e compactos. Nestes lasers, a transição laser fundamental e o espalhamento Raman estimulado (SRS – stimulated Raman scattering) ocorrem no mesmo cristal, desta maneira, nestas cavidades existem uma quantidade reduzida de perdas intracavidade e permitem, em princípio, maiores eficiências. Isto porque, é necessário satisfazer as condições de intensidade para o laser fundamental e para o Stokes em um mesmo cristal, o que normalmente afeta a eficiência desses lasers. Existem duas características que podem dificultar a obtenção de lasers Raman intrínseco: primeiro, a dificuldade em otimizar independentemente o tamanho do modo do laser fundamental e do laser Raman no cristal laser de maneira a atingir o melhor acoplamento entre os campos fundamental e Stokes. O segundo problema limitante é a carga térmica, uma vez que os cristais Raman intrínsecos irão acumular não somente a carga térmica induzida pelos defeitos quânticos, mas também a carga térmica induzida pelo espalhamento inelástico

responsável pela geração do comprimento de onda Raman. A combinação de ambas cargas térmicas acaba por limitar a potência obtida por estes lasers.

Os lasers Raman intrínsecos têm sido demonstrados para cristais dopados por Nd^{3+} usando principalmente vanadatos como GdVO_4 e YVO_4 e tungstatos de duplo-metal, tais como $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ (KGW), e $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ (KYW) [24-27]. No entanto, materiais dopados por Nd^{3+} sofrem de perdas parasitas, tais como perdas por *conversão ascendente*, especialmente nas altas intensidades de bombeio que são necessárias para o ganho Raman e, portanto, sofrem de baixa eficiência e cargas térmicas maiores quando comparados aos materiais dopados por Itérbio [20]. Os íons de Yb^{3+} possuem um diagrama de energia mais simples e consequentemente, as perdas parasitas são reduzidas quando operando em $1\ \mu\text{m}$, oferecendo vantagens significativas quando comparados aos lasers de Nd^{3+} em $1,06\ \mu\text{m}$. Eles também possuem comparativamente um menor valor de defeito quântico porque eles podem ser bombeados em 940 nm ou 980 nm, o que permite produzir lasers com eficiência de inclinação intrinsecamente maior e carga térmica muito menor em potências de bombeio equivalentes. Além disso, apresenta longo tempo de vida superior de $\sim 1\ \text{ms}$ e banda de absorção larga que são observados em diversos cristais hospedeiros propensos ao bombeio por diodo. Devido a estas qualidades um vasto número de trabalhos em lasers de estado sólido dopados com Yb e bombeados por diodo têm sido demonstrados.

O cristal de KGW possui deslocamento Raman com uma larga seção de choque de espalhamento Raman estimulado em $89\ \text{cm}^{-1}$, $768\ \text{cm}^{-1}$ e $901\ \text{cm}^{-1}$ [47]. Dentre estes, para um cristal cortado ao longo do eixo Ng, a seção de choque em $89\ \text{cm}^{-1}$ apresenta a mais alta seção de choque SRS e características favoráveis de menor aquecimento do cristal devido ao menor deslocamento Raman permitindo o bombeio com potências maiores [48]. O coeficiente de ganho maior, de aproximadamente $9,2\ \text{cm/GW}$, pode ser em parte atribuído ao tempo de defasagem maior dos deslocamentos Stokes menores [48]. O aquecimento Stokes em lasers Raman intrínsecos foram estimados para o $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$ e equivale a aproximadamente 20% para o deslocamento Raman de $873\ \text{cm}^{-1}$ neste cristal [49]. O deslocamento Stokes muito menor em $89\ \text{cm}^{-1}$ tem, portanto, influência negligenciável no aquecimento total depositado em cristais laser Raman, já que estes cristais tipicamente possuem um coeficiente de ganho de aproximadamente $5\ \text{cm/GW}$ e requerem altíssimas intensidades intracavidade para gerar os comprimentos de onda fundamental e Stokes e sustentar a ação laser em SRS. Especialmente para operação em cw é de fundamental importância manter menores perdas, o que inclui a necessidade de espelhos com filmes de refletividade idealmente maior que 99,9% no comprimento de onda fundamental e no

primeiro deslocamento Stokes, bem como filmes para os cristais com menos de 0,1 % de reflexão por superfície em ambos comprimentos de onda. Isto é muito mais fácil de alcançar para deslocamentos Stokes menores, e o aumento na refletividade dos espelhos imediatamente é convertido em eficiências maiores em lasers Raman intrínsecos. Isto porque em deslocamentos Stokes menores a porção da energia de bombeio que é utilizada para a excitação do sistema é menor, consequentemente a porção de energia intrinsecamente perdida também é menor.

Existem poucos trabalhos em cristais dopados com Itérbio que mostram a ação de laser Raman intrínsecos, entre os quais o cristal de Yb:KGW predomina em termos de trabalhos publicados [32–35]. O Yb:KGW tem mostrado ser um excelente candidato para operação laser no comprimento de onda fundamental por causa da sua seção de choque de emissão estimulada relativamente alta ($2.8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ em 1026 nm), pequeno defeito quântico ($\cong 5\%$) e níveis de estrutura Stark aceitáveis [51]. Como a maioria dos cristais hospedeiros para o Itérbio, o Yb:KGW possui uma pequena separação energética entre o nível laser inferior e o *ground-state*, consequentemente a população térmica deste nível em temperatura ambiente é considerável, levando a ação laser com características de quase-três-níveis, incluindo a presença de reabsorção do comprimento de onda laser na temperatura ambiente e causando um aumento significativo do limiar laser. Por causa desta natureza de quase-três-níveis o Yb:KGW possui uma forte sobreposição entre as bandas de emissão e de absorção e a ação laser pode ser observada de 1025 nm à 1090 nm, dependendo das perdas da cavidade [51]. Como uma característica favorável, sua banda de absorção larga é bem casada com o espectro de emissão dos lasers de diodo de alta potência de InGaAs de 940 nm e 980 nm, o que dispensa o uso de lasers de diodo mais caros como é o caso do diodo VBG.

A maioria dos lasers Raman intrínsecos de Itérbio têm sido demonstrados para operação em modo pulsado e em deslocamentos Raman maiores. Para o nosso conhecimento, o primeiro e único laser de Raman intrínseco de Itérbio operando na conversão mais curta de 89 cm^{-1} foi demonstrado em 2013 [54]. Eles operaram o laser de Yb:KGW no deslocamento Raman de 89 cm^{-1} obtendo uma potência de saída Raman cw de 1,7 W, com eficiência de inclinação e eficiência de conversão óptica diodo-Stokes de 26,6 % e 21,8 %, respectivamente.

Neste trabalho é apresentado, conforme o nosso conhecimento, a mais alta eficiência para lasers Raman intrínsecos para um cristal dopado por Yb.

5.2 Materiais e Métodos

Para atingir alta eficiência na presença de reabsorção foram necessárias simulações em MATLAB [24, 25], que foram feitas por trabalhos anteriores em lasers de três níveis e lasers Raman [26, 27]. As simulações serviram somente como guias gerais, uma vez que somente pode ser feita uma estimativa do comportamento multimodo complexo do laser fundamental sob o efeito de depleção pela emissão Stokes e de outras influências [59]. No entanto, foi determinado que um cristal mais curto com menos dopagem é preferível quando comparado à resultados prévios [54]. O alto ganho Raman estimulado demonstrado neste trabalho pode ser interessante para fontes laser de múltiplos comprimentos de onda, obtidas por meio de diversos modos Stokes de ordens superiores por 89 cm^{-1} .

O experimento foi desenvolvido usando como fonte de bombeio um laser de diodo CW acoplado a fibra (Apollo Instruments Inc., $\lambda=940\text{ nm}$, $\phi=100\text{ }\mu\text{m}$, $\text{NA}=0.2$, $M^2=50$). O cristal de Yb:KGW possui dopagem de 3 at%, é cortado ao longo do eixo N_g , possui dimensões de $3 \times 3 \times 4\text{ mm}^3$ e filmes com $R<10\%$ para 943 nm e $R<0.2\%$ para $1020\text{--}1120\text{ nm}$. O cristal foi montado em um suporte de cobre usando folha de índio e refrigerado por água à 8°C . A cavidade possui geometria hemisférica com 29 mm de comprimento (Figura 56), e é composta de um espelho de entrada côncavo com raio de curvatura de 50 mm com refletividade de $R(0^\circ, 1020\text{--}1200\text{nm})>99.99\%$ e um espelho acoplador de saída plano com $R(1030\text{--}1080\text{nm})>99.95\%$ e com transmissão de 0.15% no comprimento de onda do primeiro Stokes, 1096 nm . Para colimar o feixe de bombeio ao sair da fibra foi utilizada uma lente de 15 mm de distância focal e um dubleto de $f=30\text{ mm}$, produzindo um feixe de $170\text{ }\mu\text{m}$ de raio dentro do KGW. As perdas ópticas do sistema, da saída do diodo até a face de bombeio do cristal, foi de 10% . A representação da cavidade pode ser vista na figura a seguir.

Figura 56: Configuração da cavidade laser. Os traços vermelho e verde mostram o feixe de bombeio e o feixe laser, respectivamente, com a posição aproximada da cintura do feixe dentro do cristal e representação da sobreposição dos feixes.

Fonte: autor da tese.

A emissão laser fundamental foi observada em diferentes comprimentos de onda, iniciando em 1047 nm e aumentando em comprimento de onda dependendo do alinhamento da cavidade [60]. Quando a cavidade estava alinhada para produzir a maior potência pico obtida foi possível observar uma emissão centralizada em 1077 nm com uma largura espectral (FWHM) de 6 nm como mostrado na figura a seguir.

Figura 57: Quatro diferentes emissões espectrais do laser fundamental (em unidades arbitrárias) com diferentes comprimentos de onda centrais dependendo do alinhamento da cavidade; quanto melhor o alinhamento maior o comprimento de onda central do espectro.

Fonte: autor da tese.

Este efeito acontece porque, em um meio de quase-três-níveis, o comprimento de onda do laser é determinado pelas perdas no ressonador e pelo balanço entre a emissão e a reabsorção. Desde que a intensidade de bombeio e o comprimento do cristal sejam fixos,

a cavidade com menores perdas usualmente leva à ação laser em comprimentos de onda mais longos por causa da taxa de decaimento estimulado maior que causa uma maior repopulação do nível laser inferior. Como pode ser observado no canto direito da Figura 58, em 1090 nm ainda existe algum ganho mensurável, enquanto que a reabsorção é levada próxima à zero.

Figura 58: Absorção normalizada (linha pontilhada) e espectro de emissão (linha sólida) do Yb:KGW. Inserção à esquerda: espectro de emissão do diodo subtraído do espectro de emissão do Yb:KGW, pico centrado em 934 nm na potência máxima de bombeio. Inserção à direita: absorção e emissão $\times 10$ no intervalo entre 1050-1090 nm. A linha preta é o eixo zero.

Fonte: autor da tese.

O espectro de emissão do laser de Yb:KGW apresentado na figura 58 foi medido utilizando um espectrômetro modular da empresa Ocean Optics, para tanto foi capitado o espalhamento proveniente de dentro da cavidade laser por uma fibra óptica de 200 μm . A absorção do cristal de Yb:KGW foi medida utilizando um sistema Cary 5000 da empresa Agilent.

5.3 Resultados e Discussões

Quando a conversão Stokes foi obtida o laser fundamental não foi mais observado na saída do laser sem a mudança do acoplador de saída. Este comportamento abrupto que diminui substancialmente a saída fundamental e apresenta um comportamento espectral alargado já foram observados anteriormente [54]. O espectro de emissão Raman, obtido por um monocromador de rede de difração com uma resolução de 2 nm, pode ser observado na Figura 59.

Figura 59: Espectro de emissão do laser Raman medido com um monocromador com 2 nm de resolução. A linha Stokes era centralizada em 1096 nm e corresponde à conversão de 89 cm⁻¹ da emissão fundamental em 1086 nm. São mostradas também as posições dos deslocamentos Stokes de segunda e terceira ordem (linhas pontilhadas verticais).

Fonte: autor da tese.

A emissão Stokes é centralizada em 1096 nm. Para o deslocamento de 89 cm⁻¹ nós calculamos um comprimento de onda fundamental centralizado em 1086 nm. A emissão fundamental precisou ser calculada porque não pode ser observada na saída laser. Devido ao efeito de quase-três-níveis do laser o espectro de emissão do laser fundamental é alargado, como já foi mostrado anteriormente. Desta maneira, o comprimento de onda que será selecionado pela cavidade depende de diferentes fatores da mesma. A maneira mais prática de determinar em qual comprimento de onda fundamental a cavidade estava operando é mais simples fazendo a detecção do comprimento de onda de primeiro Stokes e posteriormente fazendo a conversão inversa.

A emissão muito alargada que se estende até 1125 nm sugere uma emissão laser cascadeada com pelo menos um modo Stokes de ordem superior sobreposto em 1106 nm, como mostrado na Figura 59. Foi notado por nós que mesmo usando espelhos com alta refletividade, que se estende até 1200 nm, e que em princípio deveriam permitir os deslocamentos Raman em 768 cm⁻¹ e 901 cm⁻¹ para um cristal cortado ao longo do eixo Ng, nenhuma oscilação nos respectivos comprimentos de onda Stokes foram observadas como era esperado. Isto aconteceu devido à maior secção de choque SRS da conversão Stokes de 89 cm⁻¹ para os campos fundamental e Raman paralelos ao eixo N_m do cristal e propagando-se ao longo do eixo N_g [48].

O laser de bombeio apresentou problemas em termos de saída espectral e também mostrou uma degradação rápida da potência de saída; começando com 33 W no início dos experimentos e terminando com 21 W no momento em que os resultados finais foram tomados. O espectro do bombeio apresentou dois picos para potências maiores que 19 W e dividiu-se em três picos, como mostrados na Figura 58, na máxima corrente do diodo (Figura 60) quando foi atingida a máxima sobreposição com o espectro de absorção do cristal.

Figura 60: Curva de entrada-saída (círculos) e temperatura da água (quadrados) do diodo em função da corrente.

Fonte: autor da tese.

A curva de entrada-saída do diodo, apresentada na Figura 60, mostra uma queda na potência de saída do diodo na corrente máxima de alimentação, isto ocorreu provavelmente devido ao aquecimento da fibra de acoplamento. Na máxima corrente do diodo 74% da potência de bombeio incidente era absorvida nos 4 mm de comprimento do cristal, por isso o valor máximo de potência absorvida pelo cristal foi de 13,6 W. Para este valor de máxima potência absorvida foi obtida a maior potência de saída Raman de 4,5 W, como pode ser visto na figura a seguir.

Figura 61: Potência de saída do laser Raman emitindo em 1096 nm. A linha tracejada é o ajuste linear.

Fonte: autor da tese.

Foi utilizado um chaveador de feixe óptico para pulsar o laser de bombeio em pulsos de 1 ms na taxa de repetição de 100 Hz, com o intuito de operar em q-cw sem alterar as características do diodo de bombeio. Isto porque, se o chaveamento do feixe fosse operado pela fonte de alimentação do diodo seria necessário refazer toda a caracterização do diodo.

A curva de eficiência para a emissão Raman em 1096 nm é apresentada na Figura 61. Foram obtidas eficiência de inclinação de 42 % e eficiência de conversão diodo-Raman de 33,2% na potência máxima de saída de 4,5W. Este resultado pode ser comparado diretamente aos resultados apresentados por Chang et. al. [54], eles obtiveram uma potência de saída máxima cw de 1,7W com 26,6% de eficiência de inclinação e 21,8% de eficiência óptica. Foram atingidos por nós resultados considerados superiores, mesmo que seja uma comparação entre modos de operação cw e q-cw. Podemos afirmar isso porque cristais lasers com limite de fratura menores e maiores aquecimentos fracionais podem operar continuamente sem demonstrar fratura e sem diminuição na eficiência laser quando comparados à operação q-cw. Para confirmar isto pode-se usar como exemplo o caso de Neto et. al. [7], onde foi utilizado um laser de Nd:YLF/KGW (limite de fratura de 160 MPa e aquecimento fracional de 35%) que operou continuamente com 12,3W de potência absorvida sem demonstrar fratura e sem demonstrar diminuição na eficiência laser quando comparado com operação em q-cw.

Desta maneira, pode-se afirmar que, comparando com Chang et. al. [54], foi obtido neste trabalho uma eficiência equivalente duas vezes maior. Este resultado deve-se

principalmente à menor concentração de dopagem e menor comprimento do cristal de Yb:KGW, o que reduziu, portanto, as perdas por reabsorção.

O espectro de saída Raman relativamente amplo demonstra o comportamento de operação multimodo longitudinal que é típico destes lasers. E que pode prejudicar severamente a potência de saída máxima que se pode alcançar quando se opera com um laser fundamental com largura de banda espectral não limitada. Este laser fundamental que continua a aumentar a sua largura de banda, mesmo para potências de bombeio acima do limiar Raman, diminui a eficiência do laser nos comprimentos de onda fundamental e Stokes. Espera-se que a eficiência possa ser melhorada se um etalon adequado for introduzido na cavidade para limitar a largura de banda espectral no fundamental.

6 CONCLUSÕES

A aplicabilidade do laser de Nd:YLF/KGW na configuração de bombeio lateral como gerador de comprimentos de onda Raman em 1163 nm e 1147 nm foram demonstradas. Foi obtido para 1163 nm em multimodo 4,9 W de potência de saída com 12,2% de eficiência óptica e em monomodo 1,6 W de potência máxima de saída e 7,5% de eficiência óptica. Para 1147 nm em multimodo foi obtido 11,74 W de potência de saída com 17,7% de eficiência óptica. A configuração de bombeio lateral permitiu redução de custo com boa qualidade de feixe fundamental e com boa eficiência. Os resultados obtidos são comparáveis com resultados já existentes na literatura para o mesmo, ou similar, comprimento de onda e em alguns casos apresentando resultados superiores.

Como uma evolução natural deste trabalho, foi aplicada a técnica de DBMC. Isto nos permitiu uma eficiência de conversão ainda maior para o modo TEM₀₀, quando comparado ao resultado monomodo de bombeio lateral simples. Consequentemente, uma maior potência de saída foi obtida. Em 1147 nm, operação monomodo transversal, foi obtida 3,12 W de potência máxima com 11% de eficiência óptica. E em 1163 nm, também em monomodo transversal, foi obtida 3,2 W de potência máxima com 8 % de eficiência óptica. Isto ocorre porque em uma cavidade de bombeio lateral simples o modo TEM₀₀ foi alcançado pela introdução de perdas na cavidade por meio de desalinhamento. Com o DBMC estas perdas não são necessárias e a potência de saída pode ser maior.

Foi obtida a emissão laser no desejado comprimento de onda amarelo, 573 nm por meio da conversão SHG do 1147 nm na configuração laser de bombeio lateral simples. Obtendo-se 6 W de potência máxima e 11,8% de eficiência óptica, em emissão multimodo. Foram alcançados resultados superiores aos encontrados na literatura para o mesmo comprimento de onda em sistemas laser Raman de estado sólido. Estes resultados confirmam as vantagens do cristal laser de Nd:YLF em configuração de bombeio lateral para a obtenção do comprimento de onda de 573 nm com excelentes eficiências Slope e diodo-Raman.

Foram apresentados também resultados para um laser Raman intrínseco de Yb:KGW em bombeio longitudinal operando na conversão Stokes pouco explorada de 89 cm⁻¹, os resultados obtidos em q-cw são expressivos, apresentando as maiores eficiências, de inclinação e diodo-Raman, para este laser Raman intrínseco neste deslocamento Stokes.

6.1 Desenvolvimentos futuros

O desenvolvimento desta tese mostrou a potencialidade da técnica de DBMC para a obtenção de lasers Raman eficientes e com boa qualidade de feixe. Uma continuação natural seria aplicar a configuração DBMC para a obtenção do comprimento de onda de 573 nm. Para que isto seja possível seria necessário acrescentar à cavidade apresentada na Figura 50 mais um conjunto de espelhos curvos para produzir um foco para o posicionamento do cristal de LBO. Também seria desejável a introdução de um espelho intracavidade para isolar a emissão em 573 nm dos cristais Raman e laser.

Também podemos pensar em um prosseguimento para o laser Raman intrínseco de Yb:KGW. Espera-se que a eficiência possa ser melhorada se um etalon adequado for introduzido na cavidade para limitar a largura de banda espectral no comprimento de onda fundamental. A separação entre o bombeio e o comprimento de onda Stokes pode ser feito introduzindo na cavidade um espelho adicional, altamente refletivo para o comprimento de onda Stokes e altamente transmissivo para o comprimento de onda de bombeio e para o fundamental, inserido antes do cristal e depois do espelho de bombeio e do etalon. Desta maneira, o alto ganho dos lasers Raman intrínsecos associado à uma largura de linha limitada do comprimento de onda fundamental pode ser de interesse para fontes laser de múltiplos comprimentos de onda. Isto poderia permitir a obtenção de um conjunto de frequências fundamentais e com diversas frequências Stokes de ordem superior espaçadas pelo valor do deslocamento Stokes de 89 cm^{-1} .

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] KAPANY, N. S. et al. Retinal Photocoagulation by Lasers. **Nature Physical Science**, v. 199, n. 105, p. 146–149, 1963.
- [2] GONZÁLEZ-SALDIVAR, G. et al. Single-Spot Yellow Laser Versus Conventional Green Laser on Panretinal Photocoagulation: Patient Pain Scores and Preferences. **Ophthalmic Surgery, Lasers and Imaging Retina**, v. 48, n. 11, p. 902–905, 1 Nov. 2017.
- [3] KRICKA, L. J. **Optical methods : a guide to the “-escences.”** Washington: AACC Press, 2003.
- [4] KAPOOR, V. et al. Solid state yellow and orange lasers for flow cytometry. **Cytometry Part A**, v. 73, n. 6, p. 570–577, 2008.
- [5] WETTER, N. U.; DEANA, A. M. Power scaling of a side-pumped Nd:YLF laser based on DBMC technology. **Applied Physics B: Lasers and Optics**, v. 117, n. 3, p. 855–860, 2014.
- [6] KORES, C. C. et al. Diode-side-pumped continuous wave Nd³⁺: YVO₄ self-Raman laser at 1176 nm. **Optics Letters**, v. 40, n. 15, p. 3524, 2015.
- [7] JAKUTIS-NETO, J. et al. Continuous-wave watt-level Nd:YLF/KGW Raman laser operating at near-IR, yellow and lime-green wavelengths. **Optics Express**, v. 20, n. 9, 2012.
- [8] RYAN, S. J. **Retina**. 5. ed. [s.l.] Saunders, 2013.
- [9] SRAMEK, C. et al. Dynamics of retinal photocoagulation and rupture. **Journal of Biomedical Optics**, v. 14, n. 3, p. 034007, 2009.
- [10] LOCK, J. H.-J.; FONG, K. C. S. An update on retinal laser therapy. **Clinical and Experimental Optometry**, v. 94, n. 1, p. 43–51, 1 Jan. 2011.
- [11] ZIJLSTRA, W. G.; BUURSMA, A.; MEEUWSEN-VAN DER ROEST, W. P. Absorption spectra of human fetal and adult oxyhemoglobin, de-oxyhemoglobin, carboxyhemoglobin, and methemoglobin. **Clinical chemistry**, v. 37, n. 9, p. 1633–8, 1991.

- [12] MAINSTER, M. A. Decreasing retinal photocoagulation damage: Principles and techniques. **Seminars in Ophthalmology**, v. 14, n. 4, p. 200–209, 1999.
- [13] SRAMEK, C. K. et al. Therapeutic Window of Retinal Photocoagulation With Green (532-nm) and Yellow (577-nm) Lasers. **Ophthalmic Surgery, Lasers, and Imaging**, v. 43, n. 4, p. 341–347, 1 Jul. 2012.
- [14] KOECHNER, W.; BASS, M. **Solid-State Lasers**. New York, NY: Springer New York, 2003.
- [15] AUGÉ, F. et al. Theoretical and experimental investigations of a diode-pumped quasi-three-level laser: the Yb-doped $\text{Ca}_4\text{GdO}(\text{BO}_3)_3$ (Yb:GdCOB) laser. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. 36, n. 5, p. 598–606, May 2000.
- [16] **Estruturas cristalinas**. Disponível em:
<<http://www.agps.angelus/cap21/estcamada.htm>>.
- [17] BOYD, R. W. **Nonlinear optics**. [s.l.] Academic Press, 2008.
- [18] KLEINMAN, D. A.; ASHKIN, A.; BOYD, G. . Second-Harmonic Generation of Light by Focused Laser Beams. **Phys. Rev. Lett.**, v. 145, n. 1, p. 338–379, 1966.
- [19] PFISTER, C. et al. Thermal beam distortions in end-pumped Nd:YAG, Nd:GSGG, and Nd:YLF rods. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. 30, n. 7, p. 1605–1615, 1 Jul. 1994.
- [20] POLLNAU, M. et al. Upconversion-induced heat generation and thermal lensing in Nd : YLF and Nd : YAG. **Physical Review B**, v. 58, n. 24, p. 16076–16092, 1998.
- [21] SOUSA, E. C. **Otimização da eficiência do modo TEM00 em lasers de Nd:YLF de alta potência bombeados lateralmente**. 2008. 1 f. Ipen. 2008.
- [22] MALDONADO, E. P. **Estudo dos mecanismos de geração de pulsos ultracurtos em lasers de neodímio com bombeamento contínuo longitudinal**. 1995. Universidade de São Paulo. 1995.
- [23] LI, Y. et al. A novel $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ electro-optic Q-switched Nd:LiYF (Nd:YLF) laser with a Cassegrain unstable cavity. **Optics Communications**, v. 244, n. 1–6, p. 333–338, 3 Jan. 2005.
- [24] SAVITSKI, V. G. et al. Characterization of Single-Crystal Synthetic Diamond for

Multi-Watt Continuous-Wave Raman Lasers. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. 48, n. 3, p. 328–337, Mar. 2012.

[25] BU, Y. K.; TAN, C. Q.; CHEN, N. Continuous-wave yellow light source at 579 nm based on intracavity frequency-doubled Nd:YLF/SrWO₄/LBO Raman laser. **Laser Physics Letters**, v. 8, n. 6, p. 439–442, 2011.

[26] PENZKOFER, A.; LAUBEREAU, A.; KAISER, W. High intensity Raman interactions. **Progress in Quantum Electronics**, v. 6, n. 2, p. 55–140, 1 Jan. 1979.

[27] KAMINSKII, A. A. et al. Tetragonal vanadates YVO₄ and GdVO₄ – new efficient $\chi^{(3)}$ -materials for Raman lasers. **Optics Communications**, v. 194, n. 1–3, p. 201–206, 1 Jul. 2001.

[28] BASIEV, T. T. et al. Comparative spontaneous Raman spectroscopy of crystals for Raman lasers. **Applied optics**, v. 38, n. 3, p. 594–598, 1999.

[29] MOCHALOV, I. V. Laser and nonlinear properties of the potassium gadolinium tungstate laser crystal KGd(WO₄)₂:Nd³⁺-(KGW:Nd). **Optical Engineering**, v. 36, n. 6, p. 1660–1670, Jun. 1997.

[30] PASK, H. M. The Design and Operation of solid-state Raman Lasers. **Progress in Quantum Electronics**, v. 27, p. 3–56, 2003.

[31] ČERNÝ, P.; JELÍNKOVÁ, H. Near-quantum-limit efficiency of picosecond stimulated Raman scattering in BaWO₄ crystal. **Optics Letters**, v. 27, n. 5, p. 360, 1 Mar. 2002.

[32] ZVEREV, P. G. et al. Physical, chemical and optical properties of barium nitrate Raman crystal. **Optical Materials**, v. 11, n. 4, p. 315–334, 1 Mar. 1999.

[33] KULESHOV, N. V. et al. Pulsed laser operation of Yb-doped KY(WO₄)₂ and KGd(WO₄)₂. **Optics Letters**, v. 22, n. 17, p. 1317, 1 Sep. 1997.

[34] DEKKER, P. et al. Raman laser operation in Nd : GdVO₄ at 586.5 nm. **Optics Express**, v. 15, n. 11, p. 7038–7046, 2007.

[35] FAN, L. et al. High-efficiency continuous-wave Raman conversion with a BaWO₄ Raman crystal. **Optics Letters**, v. 34, n. 11, p. 1687, 1 Jun. 2009.

[36] LI, X. et al. Miniature wavelength-selectable Raman laser: new insights for

optimizing performance. **Optics express**, v. 19, n. 25, p. 25623–31, 2011.

[37] LEE, A. J. et al. A wavelength-versatile, continuous-wave, self-Raman solid-state laser operating in the visible. **Optics Express**, v. 18, n. 19, p. 20013, 13 Sep. 2010.

[38] LI, J. H. et al. Sodium D2 resonance radiation based on intracavity sum-frequency-mixing laser operation in Nd:GdVO₄–Nd:YLiF₄ crystals. **Laser Physics Letters**, v. 10, n. 7, p. 075005, 1 Jul. 2013.

[39] NETO, J. J. et al. Investigation of blue emission from Raman-active crystals: Its origin and impact on laser performance. **Optical Materials Express**, v. 4, n. 5, p. 889, 2014.

[40] WETTER, N. U. 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.

[41] KORES, C. C. et al. **Continuous yellow-orange laser based on a diode-side-pumped Nd³⁺:YVO₄ self-Raman laser**. Advanced Solid State Lasers. **Anais...** Washington, D.C.: OSA, 4 Oct. 2015Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ASSL-2015-ATh2A.17>>. Acesso em: 8 aug. 2019

[42] WETTER, N. U.; DEANA, A. M. Influence of pump bandwidth on the efficiency of side-pumped, double-beam mode-controlled lasers: establishing a new record for Nd:YLiF₄ lasers using VBG. **Optics Express**, v. 23, n. 7, p. 9379, 2015.

[43] DEMIDOVICH, A. A. et al. Continuous-wave Raman generation in a diode-pumped Nd³⁺:KGd(WO₄)₂ laser. **Optics Letters**, v. 30, n. 13, p. 1701–1703, 2005.

[44] GRABTCHIKOV, A. S. et al. Stimulated Raman scattering in Nd:KGW laser with diode pumping. **Journal of Alloys and Compounds**, v. 300–301, p. 300–302, 2000.

[45] CHEN, Y. F. High-power diode-pumped actively Q-switched Nd:YVO₄ self-Raman laser: influence of dopant concentration. **Optics Letters**, v. 29, n. 16, p. 1915–1917, 2004.

[46] DEKKER, P. et al. Continuous-wave, intracavity doubled, self-Raman laser operation in Nd:GdVO₄ at 586.5 nm. **Optics Express**, v. 15, n. 11, p. 7038–7046, 2007.

[47] MOCHALOV, I. V. Laser and nonlinear properties of the potassium gadolinium tungstate laser crystal KGd(WO₄)₂:Nd³⁺–(KGW:Nd). **Optical Engineering**, v. 36, n. 6, p. 1660, 1 Jun. 1997.

- [48] SARANG, S. et al. High-gain 87 cm⁻¹ Raman line of KYW and its impact on continuous-wave Raman laser operation. **Optics Express**, v. 24, n. 19, p. 21463, 19 Sep. 2016.
- [49] NETO, J. J. et al. Investigation of blue emission from Raman-active crystals: Its origin and impact on laser performance. **Optical Materials Express**, v. 4, n. 5, p. 889, 2014.
- [50] KULESHOV, N. V et al. CW laser performance of Yb and Er,Yb doped tungstates. **Applied Physics B**, v. 64, n. 4, p. 409–413, 1997.
- [51] LAGATSKY, A. .; KULESHOV, N. .; MIKHAILOV, V. . Diode-pumped CW lasing of Yb:KYW and Yb:KGW. **Optics Communications**, v. 165, n. 1–3, p. 71–75, 1 Jul. 1999.
- [52] KISEL, V. E. et al. Q-switched Yb³⁺:YVO₄ laser with Raman self-conversion. **Applied Physics B**, v. 80, n. 4, p. 471–473, 2005.
- [53] LIU, J. et al. Efficient continuous-wave and Q-switched operation of a diode-pumped Yb:KLu(WO₄)₂ laser with self-Raman conversion. **Optics Letters**, v. 30, n. 18, p. 2427–2429, 2005.
- [54] CHANG, M. T. et al. Efficient continuous-wave self-Raman Yb:KGW laser with a shift of 89 cm⁻¹. **Optics Express**, v. 21, n. 21, p. 24590, 2013.
- [55] GESKUS, D. et al. Quasi-continuous wave Raman lasers at 990 and 976 nm based on a three-level Nd:YLF laser. **Optics letters**, v. 39, n. 10, p. 2982–5, 2014.
- [56] WETTER, N. U. et al. Influence of Excited-State-Energy Upconversion on Pulse Shape in Quasi-Continuous-Wave Diode-Pumped Er:LiYF₄ Lasers. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. 46, n. 1, p. 99–104, Jan. 2010.
- [57] GESKUS, D. et al. **Extreme Linewidth Broadening in a Nd:YLiF₄-KGW Intracavity Raman Laser**. 2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference. **Anais...**Munich: Optical Society of America, 2015
- [58] BERECHKI, A.; WETTER, N. U.; PAES, J. P. F. **Quasi-three level Nd:YLF fundamental and Raman laser operating under 872-nm and 880-nm direct diode pumping**. (W. A. Clarkson, R. K. Shori, Eds.)Solid State Lasers XXVII: Technology and Devices. **Anais...**SPIE, 15 Feb. 2018Disponível em:
<<https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/10511/2290444/Quasi-three-level-Nd-YLF-fundamental-and-Raman-laser-operating/10.1117/12.2290444.full>>

[59] SPENCE, D. J. Spatial and Spectral Effects in Continuous-Wave Intracavity Raman Lasers. **IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics**, v. 21, n. 1, p. 134–141, 2015.

[60] DEKKER, P. et al. **Power scaling of cw diode-pumped Yb:KGW self-Raman laser**. 2003 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO/Europe 2003) (IEEE Cat. No.03TH8666). **Anais...**2003

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.**