

República Federativa do Brasil
Ministério do Desenvolvimento, Indústria
e do Comércio Exterior
Instituto Nacional da Propriedade Industrial.

(21) **PI 0710653-0 A2**



(22) Data de Depósito: 05/04/2007
(43) Data da Publicação: 19/06/2012
(RPI 2163)

(51) *Int.Cl.*:
H01S 3/108
H01S 3/109

(54) **Título:** LASER DE ONDA CONTÍNUA

(30) **Prioridade Unionista:** 13/04/2006 AU 2006901966

(73) **Titular(es):** Macquarie University

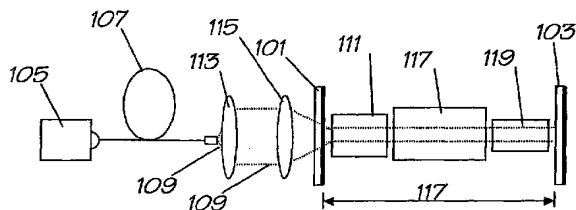
(72) **Inventor(es):** David James Spence, Helen Margaret Pask,
James Austin Piper, Peter Dekker

(74) **Procurador(es):** Dannemann ,Siemsen, Bigler &
Ipanema Moreira

(86) **Pedido Internacional:** PCT AU2007000433 de
05/04/2007

(87) **Publicação Internacional:** WO 2007/118269de
25/10/2007

(57) **Resumo:** LASER DE ONDA CONTÍNUA. Um laser Raman de onda contínua para a produção de uma saída de laser visível compreendendo: uma cavidade de ressonância; pelo menos um refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade de ressonância; um meio de ganho de laser localizado na cavidade de ressonância para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade de ressonância quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade de ressonância; um meio Raman ativo sólido posicionado na cavidade de ressonância para realizar a alteração Raman do feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade de ressonância; e um meio não-linear posicionado na cavidade de ressonância para conversão de frequência do feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe convertido de onda contínua.



Relatório Descritivo da Patente de Invenção para "LASER DE ONDA CONTÍNUA".

Campo Técnico

5 A presente invenção refere-se a lasers de onda contínua e em particular a lasers Raman de onda contínua. A invenção foi desenvolvida basicamente para uso como um laser Raman de onda contínua fornecendo saída na região visível do espectro ótico e será descrita posteriormente com referência a esse pedido. No entanto, será apreciado que a invenção não está limitada a esse campo de uso em particular.

10 Antecedentes da Invenção

Tem havido um aumento crescente de interesse por fontes de laser amarelo de estado sólido de onda contínua para uma faixa diversa de aplicações incluindo oftalmologia, biomedicina, estrelas-guia e exibição visual. Atualmente, os lasers de matriz CW e lasers de íon de cripton oferecem 15 potências de saída CW de até 1W. Recentemente, lasers de neodímio de frequência dupla estão disponíveis, produzindo, tipicamente, uma saída de 100 mW com um comprimento de onda de 563 nm. Dentre as abordagens reportadas recentemente para a demonstração de fontes de laser CW se encontram um laser de fibra Yb de frequência dupla de 575 nm e 40 mW, um 20 laser de fibra Raman de frequência dupla de 590 nm e 1,52 W bombeado por um laser de fibra Yb bombeado por diodo, e uma fonte de laser de 593,5 nm e 0,7 W com base na soma da mistura de frequência das linhas de 1064 e 1342 nm dos dois lasers Nd:YVO₄.

Lasers Raman de estado sólido cristalinos têm atraído interesse 25 considerável durante os últimos anos como um meio de aumentar a versatilidade da mídia de ganho de infravermelho de comprimento de onda fixo, em particular como um meio para gerar comprimentos de onda visíveis de múltiplos watts na faixa espectral de 500 a 600 nm com alta eficiência de conversão, até 8% com relação à energia de bomba de diodo. Os mesmos têm 30 fornecido desenhos de ressonador que são muito simples de se implementar. Isso tem sido alcançado, por exemplo, pela mudança Raman da intracavidade de um laser Nd: YAG em KGW com a frequência da intracavidade do-

brando em LBO. Alternativamente, com a utilização de uma disposição de extracavidade simples, a mudança Raman em KGW de um laser verde de alta energia de pico a 532 nm tem sido utilizada para gerar comprimentos de onda entre 555 nm e 658 nm.

5 Para se iniciar o processo Raman esses sistemas só operam no regime pulsado (tipicamente, permutados Q com ns pulsos) visto que o limite Raman foi considerado muito alto para a operação cw. Recentemente, a operação alterada Raman de onda contínua em $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ demonstrou a utilização de um ressonador externo com uma fonte de bomba Ar^+ resultando em uma energia de 1st Stokes de 164 mW com comprimento de onda visível de 543 nm [ver A.S. Grabtchikov et al., Optics Letters, 29, 2524 (2004)]. Além disso, um laser de conversão Raman automática bombeado por diodo com base em Nd:KGW foi reportado, e produz 54 mW (a 1181 nm) [ver Demidovich, et al., "Continuous-wave Raman generation in a diode-pumped Nd³⁺:KGd(WO₄)₂ laser", Optics Letters, 30, 1701-1703 (2005)]. Os limites baixos como 1,15 W foram registrados. As energias de saída de cerca de 800 mW foram recentemente reportadas a partir de um laser Nd:YAG/KGW de mudança Raman de intracavidade utilizando uma configuração bombeada por extremidade de diodo simples. Nenhum dos lasers Raman de onda contínua incorporaram a duplicação da frequência de intracavidade, nem forneceram qualquer indicação de como tal duplicação de frequência de intracavidade pode ser realizada.

25 Existe, no entanto, poucos lasers de onda contínua e estado sólido (CW) que operam em comprimentos de onda amarela. Existe, portanto, uma necessidade de se criar um sistema eficiente e prático para a geração de saída de laser CW.

Objetivo da Invenção

É o objetivo da presente invenção superar substancialmente ou pelo menos melhorar uma ou mais das desvantagens acima.

30 Sumário da Invenção

Em um primeiro aspecto, é fornecido um laser de onda contínua compreendendo:

uma cavidade de ressonador;

pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade do ressonador;

5 um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade do ressonador;

10 um meio Raman ativo sólido posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador;

15 um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter a frequência do feixe Raman de onda contínua para um comprimento de onda convertido para produção de um feixe convertido de onda contínua;

20 onde a cavidade do ressonador é uma cavidade do ressonador de alta "finesse" no comprimento de onda do feixe fundamental de onda contínua e o feixe Raman e uma cavidade de ressonador de baixa "finesse" no comprimento de onda do feixe convertido de onda contínua.

Em um segundo aspecto, é fornecido um laser de onda contínua compreendendo:

uma cavidade de ressonador;

25 pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade do ressonador;

30 um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade de ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa para a cavidade do ressonador;

um meio Raman ativo sólido posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir

um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador,

um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter a frequência do feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe convertido de onda contínua;

onde a cavidade do ressonador é uma cavidade de Alto Q nos comprimentos de onda do feixe fundamental de onda contínua e o feixe Raman é uma cavidade de ressonador de cavidade de Baixo Q no comprimento de onda do feixe convertido de onda contínua.

Em um terceiro aspecto, é fornecido um laser de onda contínua compreendendo:

uma cavidade de ressonador;

pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade do ressonador;

um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade do ressonador;

um meio Raman ativo sólido posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador;

um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para conversão de frequência do feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produção de um feixe convertido de onda contínua;

onde os primeiro e segundo refletores são altamente refletivos nos comprimentos de onda de ambos o feixe fundamental e o feixe Raman, e altamente transmissivos no comprimento de onda do feixe convertido de forma que o feixe convertido de onda contínua seja enviado a partir da cavidade do ressonador.

Nos primeiro a terceiro aspectos, o laser Raman de onda contínua pode ser um laser Raman de onda contínua estável. Nos primeiro a terceiro aspectos, o laser Raman de onda contínua pode ser um laser Raman de onda contínua estável para a geração de radiação por laser de saída na região visível do espectro ótico. O comprimento de onda de saída pode estar na faixa de 500 a 800 nm.

Em um quarto aspecto, é fornecido um laser Raman de onda contínua estável compreendendo:

- uma cavidade de ressonador;
- 10 pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade do ressonador;
- um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade do ressonador;
- 15 um meio Raman ativo e sólido posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador; e
- 20 um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe convertido de onda contínua.

25 Em um quinto aspecto, é fornecido um laser Raman visível de onda contínua estável compreendendo:

- uma cavidade de ressonador;
- pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade do ressonador;
- 30 um acoplador de saída;
- um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador;

dor para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade do ressonador;

5 um meio Raman ativo e sólido posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador; e

10 um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe convertido de onda contínua na região visível do espectro ótico;

onde o feixe convertido de onda contínua visível é enviado a partir da cavidade do ressonador pelo acoplador de saída.

15 Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a quinto aspectos, o laser também pode compreender um elemento de resfriamento para resfriar o meio de ganho de laser. Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a quinto aspectos, o laser também pode compreender um elemento de resfriamento para resfriar o meio Raman ativo. Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a quinto aspectos, o laser também pode compreender um primeiro elemento de resfriamento para resfriar o meio de ganho de laser e um segundo elemento de resfriamento para resfriar o meio Raman ativo.

Em um sexto aspecto, é fornecido um laser de onda contínua compreendendo:

25 uma cavidade de ressonador;

pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade do ressonador;

30 um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade do ressonador;

um primeiro elemento de resfriamento para resfriar o meio de ganho de laser;

um meio Raman ativo sólido posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir
5 um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador;

um segundo elemento de resfriamento para resfriar o meio Raman ativo; e

um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para
10 converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe convertido de onda contínua.

Em um aspecto alternativo, é fornecido um laser de onda contínua compreendendo:

15 uma cavidade de ressonador;

pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade do ressonador;

um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro
20 da cavidade do ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade do ressonador;

um meio Raman ativo sólido posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir
25 um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador;

um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe convertido de onda contínua;
30

onde a cavidade do ressonador é uma cavidade de ressonador de volume de modo pequeno no comprimento de onda do feixe fundamental

de onda contínua e o feixe Raman; ou

a cavidade do ressonador é uma cavidade de ressonador de alto Q e volume de modo pequeno no comprimento de onda do feixe fundamental de onda contínua e o feixe Raman; ou

5 a cavidade do ressonador é uma cavidade de alta "finesse" e uma cavidade de ressonador de volume de modo pequeno no comprimento de onda do feixe fundamental de onda contínua e o feixe Raman; ou

a cavidade do ressonador é uma cavidade de ressonador de alta "finesse" e alto Q, e volume de modo pequeno no comprimento de onda do feixe fundamental de onda contínua e feixe Raman.

O volume de modo, V_{mode} , pode ser relacionado com a área de modo (isto é, com referência ao tamanho do feixe, tamanho de ponto, raio de feixe e/ou diâmetro, valor $1/e^2$) pela relação $V_{\text{mode}} = A_{\text{mode}}/L_{\text{mode}}$ onde A_{mode} é a área de modo transversal e L_{mode} é o comprimento do modo. O tamanho de feixe pode estar na faixa de 25 μm a 500 μm , ou 50 μm a 300 μm , 50 μm a 200 μm , 50 μm a 150 μm , 50 μm a 100 μm .

A cavidade do ressonador pode ser uma cavidade de ressonador de Baixo Q no comprimento de onda do feixe convertido de onda contínua.

20 A cavidade de ressonador pode ser uma cavidade de ressonador de cavidade de baixa "finesse" no comprimento de onda do feixe convertido de onda contínua.

A cavidade do ressonador pode ser uma cavidade de ressonador de cavidade de baixa "finesse" e baixo Q no comprimento de onda do feixe convertido de onda contínua.

25 Em aspectos alternativos adicionais, é fornecido um laser de onda contínua, compreendendo:

uma cavidade de ressonador;

30 pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade do ressonador;

um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressona-

dor para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade do ressonador;

um meio Raman ativo sólido posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador;

um primeiro meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um primeiro feixe convertido de onda contínua;

um segundo meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um segundo feixe convertido de onda contínua.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, a cavidade do ressonador pode ter uma alta "finesse" nos comprimentos de onda ótica de ambos o feixe fundamental e o feixe Raman simultaneamente e simultaneamente também uma baixa "finesse" no comprimento de onda ótica do feixe convertido. A "finesse" da cavidade do ressonador em ambos o feixe fundamental e o feixe Raman pode ser simultaneamente superior a 100. Em outras disposições, a "finesse" da cavidade do ressonador em ambos os feixes fundamental e Raman pode simultaneamente ser superior a 500, ou superior a 1000 superior a 2000, superior a 3000, superior a 4000, superior a 5000, superior a 6000, superior a 7000, superior a 8000, superior a 9000, superior a 10000, superior a 15000, superior a 20000, superior a 25000, superior a 30000, superior a 35000, superior a 40000, superior a 45000. A "finesse" da cavidade do ressonador em ambos o feixe fundamental e os feixes Raman pode simultaneamente estar na faixa de 100 a 50000, 100 a 45000, 100 a 40000, 100 a 35000, 100 a 30000, 100 a 25000, 100 a 20000, 100 a 15000, 100 a 10000, 100 a 9000, 100 a 8000, 100 a 7000, 100 a 6000, 100 a 5000, 100 a 4000,

100 a 3000, 100 a 2000, 100 a 1000, ou 100 a 500, e pode ser aproximadamente igual a 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550, 600, 650, 700, 750, 800, 850, 900, 950, 1000, 1100, 1200, 1300, 1400, 1500, 1600, 1700, 1800, 1900, 2000, 2250, 2500, 2750, 3000, 3250, 3500, 3750, 4000, 5 4250, 4500, 4750, 5000, 6000, 7000, 8000, 9000, 10000, 11000, 12000, 13000, 14000, 15000, 16000, 17000, 18000, 19000, 20000, 25000, 30000, 35000, 40000, 45000, 50000.

Em uma disposição de qualquer um dentre o primeiro e o sexto aspectos, ou aspectos alternativos, a cavidade do ressonador pode ter uma 10 "finesse" no comprimento de onda do feixe convertido na faixa de aproximadamente 0 a 5. Em uma disposição adicional, a "finesse" da cavidade do ressonador no comprimento de onda do feixe convertido pode estar na faixa de aproximadamente 0 a 4,5; 0 a 4; 0 a 3,5; 0 a 3; 0 a 2,5; 0 a 2,4; 0 a 2,3; 0 a 2,2; 0 a 2,1; 0 a 2,0; 0 a 1,9; 0 a 1,8; 0 a 1,7; 0 a 1,6; 0 a 1,5; 0 a 1,4; 0 a 15 1,3; 0 a 1,2; 0 a 1,1; 0 a 1,0; 0 a 0,9; 0 a 0,8; 0 a 0,7; 0 a 0,6; 0 a 0,5; 0 a 0,4; 0 a 0,3; 0 a 0,2; 0 a 0,1; 0,5 a 5; 0 a 4,5; 0 a 4; 0,5 a 3; 0,5 a 3,5; 0,5 a 2; 0,5 a 1,5; 0,5 a 1,0; 1 a 4, 0 a 3; 1 a 2,5; 1 a 2, e a "finesse" do ressonador no comprimento de onda do feixe convertido pode ser de aproximadamente 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9, 1,0, 1,1, 1,2, 1,3, 1,4, 1,5, 1,6, 1,7, 1,8, 20 1,9, 2,0, 2,1, 2,2, 2,3, 2,4, 2,5, 2,6, 2,7, 2,8, 2,9, 3,0, 3,5, 4,0, 4,5 ou 5.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, a cavidade do ressonador pode ter uma perda de ressonador de retorno no comprimento de onda em ambos o feixe fundamental e os feixes Raman simultaneamente na faixa de 0,001% a 5%. Em 25 disposições adicionais, a perda de ressonador de retorno em ambos o feixe fundamental e feixes Raman pode simultaneamente estar na faixa de 0,001% a 4,5%, 0,001% a 4%, 0,001% a 3,5%, 0,001% a 3%, 0,001% a 2,5%, 0,001% a 2%, 0,001% a 1,9%, 0,001% a 1,8%, 0,001% a 1,7%, 0,001% a 1,6%, 0,001% a 1,5%, 0,001% a 1,4%, 0,001% a 1,3%, 0,001% a 30 1,2%, 0,001% a 1,1%, 0,001% a 1,0%, 0,001% a 0,9%, 0,001% a 0,8%, 0,001% a 0,7%, 0,001% a 0,6%, 0,001% a 0,5%, 0,001% a 0,3%, 0,001% a 0,2%, 0,001% a 0,1%, 0,01% a 4,5%, 0,01% a 4%, 0,01% a 3,5%, 0,01% a

3%, 0,01% a 2,5%, 0,01% a 2%, 0,01% a 1,9%, 0,01% a 1,8%, 0,01% a 1,7%, 0,01% a 1,6%, 0,01% a 1,5%, 0,01% a 1,4%, 0,01% a 1,3%, 0,01% a 1,2%, 0,01% a 1,1%, 0,01% a 1,0%, 0,01% a 0,9%, 0,01% a 0,8%, 0,01% a 0,7%, 0,01% a 0,6%, 0,01% a 0,5%, 0,01% a 0,3%, 0,01% a 0,2%, 0,01% a 0,1%, 0,1% a 4,5%, 0,1% a 4%, 0,1% a 3,5%, 0,1% a 3%, 0,1% a 2,5%, 0,1% a 2%, 0,1% a 1,9%, 0,1% a 1,8%, 0,1% a 1,7%, 0,1% a 1,6%, 0,1% a 1,5%, 0,1% a 1,4%, 0,1% a 1,3%, 0,1% a 1,2%, 0,1% a 1,1%, 0,1% a 1,0%, 0,1% a 0,9%, 0,1% a 0,8%, 0,1% a 0,7%, 0,1% a 0,6%, 0,1% a 0,5%, 0,1% a 0,3%, 0,1% a 0,2% ou 0,1% a 0,15%. Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, a perda do ressonador de retorno no comprimento de onda do feixe fundamental pode ser de 0,001%, 0,005%, 0,01%, 0,02%, 0,03%, 0,04%, 0,05%, 0,06%, 0,07%, 0,08%, 0,09%, 0,1%, 0,2%, 0,3%, 0,4%, 0,5%, 0,65%, 0,7%, 0,8%, 0,9%, 1,0%, 1,1%, 1,2%, 1,3%, 1,4%, 1,5%, 1,6%, 1,7%, 1,8%, 1,9%, 2,0%, 2,5%, 3,0%, 3,5%, 4,0%, 4,5% ou 5%. Em uma disposição de qualquer um dos primeiro e sexto aspectos ou aspectos alternativos, a perda do ressonador de retorno no comprimento de onda do feixe Raman pode ser de 0,001%, 0,005%, 0,01%, 0,02%, 0,03%, 0,04%, 0,05%, 0,06%, 0,07%, 0,08%, 0,09%, 0,1%, 0,2%, 0,3%, 0,4%, 0,5%, 0,65%, 0,7%, 0,8%, 0,9%, 1,0%, 1,1%, 1,2%, 1,3%, 1,4%, 1,5%, 1,6%, 1,7%, 1,8%, 1,9%, 2,0%, 2,5%, 3,0%, 3,5%, 4,0%, 4,5% ou 5%. Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, a perda de ressonador de retorno no comprimento de onda do feixe fundamental pode ser de 0,001%, 0,005%, 0,01%, 0,02%, 0,03%, 0,04%, 0,05%, 0,06%, 0,07%, 0,08%, 0,09%, 0,1%, 0,2%, 0,3%, 0,4%, 0,5%, 0,6%, 0,7%, 0,8%, 0,9%, 1,0%, 1,1%, 1,2%, 1,3%, 1,4%, 1,5%, 1,6%, 1,7%, 1,8%, 1,9%, 2,0%, 2,5%, 3,0%, 3,5%, 4,0%, 4,5% ou 5%.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, os primeiro e segundo refletores podem ser configurados para ter alta reflexão nos comprimentos de onda ótica de ambos o feixe fundamental e os feixes Raman simultaneamente e pelo menos um dos primeiro e segundo refletores é configurado para ter alta transmissão

no comprimento de onda ótica do feixe convertido.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro e sexto aspectos ou aspectos alternativos, a reflexão de ambos os primeiro e segundo refletores nos comprimentos de onda de ambos o feixe fundamental e feixes Raman simultaneamente pode ser superior a 97%. Em uma disposição adicional, a reflexão de ambos os primeiro e segundo refletores nos comprimentos de onda de ambos o feixe fundamental e feixe Raman simultaneamente pode ser superior a 98%. Em uma disposição adicional, a reflexão de ambos os primeiro e segundo refletores nos comprimentos de onda de ambos o feixe fundamental e o feixe Raman simultaneamente pode ser superior a 99%. Em uma disposição adicional, a reflexão de ambos os primeiro e segundo refletores nos comprimentos de onda de ambos o feixe fundamental e feixe Raman simultaneamente pode ser superior a 99,5%. Em uma outra disposição adicional, a reflexão de ambos os primeiro e segundo refletores nos comprimentos de onda de ambos o feixe fundamental e feixe Raman simultaneamente pode ser superior a 99,9%. Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, a reflexão de ambos os primeiro e segundo refletores nos comprimentos de onda de ambos o feixe fundamental e o feixe Raman simultaneamente pode estar na faixa de 97% a 100%, ou a reflexão pode estar na faixa de 98% a 100%, 98,5% a 100%, 99% a 100%, 99,5% a 100%, 99,6% a 100%, 99,7% a 100%, 99,8% a 100%, 99,9% a 100%, 99,95% a 100%, ou 99,99% a 100%. A refletividade dos primeiro e segundo refletores no comprimento de onda do feixe fundamental pode ser de aproximadamente 97%, 98%, 98,5%, 99%, 99,1%, 99,2%, 99,3%, 99,4%, 99,5%, 99,6%, 99,7%, 99,8%, 99,9%, 99,91%, 99,92%, 99,93%, 99,94%, 99,95%, 99,96%, 99,97%, 99,98%, 99,99%, 99,995% ou 100%. A refletividade dos primeiro e segundo refletores no comprimento de onda do feixe Raman pode ser de aproximadamente 97%, 98%, 98,5%, 99%, 99,1%, 99,2%, 99,3%, 99,4%, 99,5%, 99,6%, 99,7%, 99,8%, 99,9%, 99,91%, 99,92%, 99,93%, 99,94%, 99,95%, 99,96%, 99,97%, 99,98%, 99,99%, 99,995% ou 100%. A refletividade dos primeiro e segundo refletores no comprimento de onda do feixe fundamental pode ser de apro-

ximadamente 97%, 98%, 98,5%, 99%, 99,1%, 99,2%, 99,3%, 99,4%, 99,5%, 99,6%, 99,7%, 99,8%, 99,9%, 99,91%, 99,92%, 99,93%, 99,94%, 99,95%, 99,96%, 99,97%, 99,98%, 99,99%, 99,995% ou 100% e a refletividade dos primeiro e segundo refletores no comprimento de onda do feixe Raman pode
 5 ser simultaneamente de aproximadamente 97%, 98%, 98,5%, 99%, 99,1%, 99,2%, 99,3%, 99,4%, 99,5%, 99,6%, 99,7%, 99,8%, 99,9%, 99,91%, 99,92%, 99,93%, 99,94%, 99,95%, 99,96%, 99,97%, 99,98%, 99,99%, 99,995% ou 100%.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, a transmissão de pelo menos um dos primeiro ou segundo refletores pode estar na faixa de aproximadamente 40% a 100% ou 50% a 100%, ou 60% a 100%, 65% a 100%, 70% a 100%, 75% a 100%, 80% a 100%, 85% a 100%, 90% a 100%, 95% a 100%, 50% a 95%, 60% a 90%, 65% a 85%, 70% a 95%, 80% a 95%, ou 85% a 90%, e a transmissão
 10 de pelo menos um dos primeiro e segundo refletores pode ser de aproximadamente 40%, 45%, 50%, 55%, 60%, 65%, 70%, 75%, 80%, 85%, 90%, 95%, 97%, 98%, 99% ou 100%.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, em operação, a intensidade de intracavidade do feixe fundamental de onda contínua no cristal Raman pode ser superior à intensidade limite para a operação Raman de onda contínua e inferior ao limite de danos do meio Raman ativo.
 20

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o comprimento da cavidade do ressonador pode estar na faixa de 10 mm a 2000 mm. Em outras disposições, o comprimento da cavidade do ressonador pode estar na faixa de 10 a 1500, 10 a 1200, 10 a 1100, 10 a 1000, 10 a 900, 10 a 800, 10 a 700, 10 a 600, 10 a 500, 10 a 400, 10 a 300, 10 a 200, 10 a 100, 10 a 90, 10 a 80, 10 a 70, 10 a 60, 10 a 50, 10 a 40, 10 a 30, 10 a 20, 50 a 1500, 50 a 1200, 50 a 1000, 50 a 900, 50 a 800, 50 a 700, 50 a 600, 50 a 500, 50 a 400, 50 a 300, 50 a 200, 50 a 100, 100 a 2000, 100 a 1500, 100 a 1000, 100 a 800, 100 a 600, 100 a 500, 100 a 400, 100 a 300, 100 a 200, 500 a 2000, 500 a 1500,
 25
 30

500 a 1250, 500 a 1200, 500 a 1100, 500 a 1000, 500 a 900, 500 a 800, 500 a 700, 500 a 600, 750 a 2000, 750 a 1500, 750 a 1250, 750 a 1200, 750 a 1100, 750 a 1000, 750 a 900, 750 a 800, 1000 a 2000, 1000 a 1750, 1000 a 1500, ou 1000 a 1250. Uma característica das cavidades de ressonador longas (por exemplo, superiores a 300, 400 ou 500 mm) é que o laser operará no modo multilongitudinal que pode melhorar a estabilidade do laser.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, em operação, a intensidade da intracavidade do feixe fundamental de onda contínua no cristal Raman é superior à intensidade-limite para a operação Raman de onda contínua e a intensidade de intracavidade do feixe Raman de onda contínua no meio não-linear pode ser superior a 80 kW/cm². Em outras disposições, a intensidade intracavidade do feixe fundamental de onda contínua no cristal Raman é superior à intensidade limite para a operação Raman de onda contínua e a intensidade intracavidade do feixe Raman de onda contínua no meio não-linear pode ser superior a 90 kW/cm², ou superior a 100, 110, 120, 130, 140, 150, 160, 170, 180, 190, 200, 210, 220, 230, 240, 250, 260, 270, 280, 290, 300, 350, 400, 450 ou 500 kW/cm². A intensidade intracavidade do feixe Raman no meio não-linear pode ser inferior ao limite de danos do meio não-linear.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, em operação, a intensidade intracavidade do feixe fundamental de onda contínua no cristal Raman pode ser superior a 80 kW/cm² e a intensidade intracavidade do feixe Raman de onda contínua no meio não-linear pode ser superior a 80 kW/cm². Em outras disposições, a intensidade intracavidade do feixe fundamental de onda contínua no cristal Raman pode ser superior a 90 kW/cm², ou superior a 100, 110, 120, 130, 140, 150, 160, 170, 180, 190, 200, 210, 220, 230, 240, 250, 260, 270, 280, 290, 300, 350, 400, 450, ou 500 kW/cm². A intensidade intracavidade do feixe Raman de onda contínua no meio não-linear pode ser superior a 90 kW/cm², ou superior a 100, 110, 120, 130, 140, 150, 160, 170, 180, 190, 200, 210, 220, 230, 240, 250, 260, 270, 280, 290, 300, 350, 400, 450 ou 500 kW/cm². A intensidade intracavidade do feixe fundamental no meio Raman

pode ser inferior ao limite de danos do meio Raman e a intensidade intracavidade do feixe Raman no meio não-linear pode ser inferior ao limite de danos do meio não-linear. Em particular, o Q, ou "finesse", ou volume de modo do feixe fundamental e do feixe Raman ou qualquer combinação em operação na cavidade pode ser tal que a intensidade intracavidade do feixe fundamental de onda contínua no cristal Raman possa ser superior a 80 kW/cm² e inferior ao limite de danos do cristal Raman e a intensidade intracavidade do feixe Raman de onda contínua no meio não-linear pode ser superior a 80 kW/cm² e inferior ao limite de danos do meio não-linear.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o laser também pode compreender um elemento de resfriamento para o resfriamento do meio não-linear. Em uma disposição adicional, o laser pode compreender um primeiro elemento de resfriamento para resfriar pelo menos um meio de ganho de laser, o meio Raman ativo ou o meio não-linear, e um segundo elemento de resfriamento para resfriar pelo menos um segundo dentre um meio de ganho de laser, o meio Raman ativo ou o meio não-linear. Em uma disposição adicional, o laser pode compreender um primeiro elemento de resfriamento para resfriar o meio de ganho de laser, um segundo elemento de resfriamento para resfriar o meio Raman ativo, e um terceiro elemento de resfriamento para resfriar o meio não-linear.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o laser de onda contínua pode ser um laser de onda contínua de estado sólido. Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o meio de ganho de laser pode ser um meio de ganho de laser de estado sólido. Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o meio Raman ativo pode ser um meio Raman ativo de estado sólido. Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o meio não-linear pode ser um meio não-linear de estado sólido. Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o meio de ganho de laser, o meio Raman ativo e o meio

não-linear podem todos ser mídia em estado sólido.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, a refletividade de ambos os primeiro e segundo refletores no comprimento de onda de ambos os feixes fundamental e Raman pode estar na faixa de 99,5% a 99,99%. Os primeiro e segundo refletores podem ser refletores Bragg, espelhos ou uma combinação dos mesmos ou outros refletores adequados.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o laser pode compreender adicionalmente um acoplador de saída configurado para enviar o feixe convertido a partir a cavidade do ressonador. O acoplador de saída pode ser um refletor configurado para alta transmissão do comprimento de onda do feixe convertido por frequência. Em uma disposição, os primeiro ou segundo refletores podem ser o acoplamento de saída.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o laser pode compreender adicionalmente um dispositivo de resfriamento para resfriar o material Raman ativo. O dispositivo de resfriamento pode ser um dispositivo de resfriamento passivo ou ativo. O dispositivo de resfriamento pode ser um dispositivo de resfriamento com ar ou um dispositivo de resfriamento com líquido. O dispositivo de resfriamento com líquido pode ser um dispositivo de resfriamento de líquido circulante.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o meio de ganho de laser, o meio Raman ativo, e o meio não-linear são, cada um, materiais de estado sólido de plano paralelo. A cavidade do ressonador pode ter um eixo geométrico de ressonador ao longo do qual os feixes fundamental e Raman se propagam dentro da cavidade em um modo de cavidade respectivo ao longo do eixo geométrico do ressonador. As superfícies paralelas planas do material Raman de estado sólido paralelo plano podem se encontrar no eixo geométrico do ressonador. As superfícies paralelas planas podem ser alinhadas de forma a serem substancialmente perpendiculares ao eixo geométrico do ressonador de forma

que quaisquer reflexos óticos dos feixes fundamental e Raman a partir das superfícies paralelas planas do cristal Raman sejam refletidos no modo de cavidade respectivo e continuem a propagar dentro da cavidade do ressonador. O desvio angular do plano normal para cada uma das superfícies paralelas planas do cristal Raman com o eixo geométrico do ressonador pode ser inferior a 1 grau. O desvio angular pode estar na faixa de cerca de 0 a 1 grau. O desvio angular pode ser de cerca de 0,5 grau. O desvio angular pode ser de cerca de 0,1 grau.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, as perdas de retorno da cavidade do ressonador em ambos os comprimentos de onda fundamental e Raman podem ser inferiores a 2%. As perdas de retorno da cavidade do ressonador em ambos os comprimentos de onda fundamental e Raman podem estar na faixa de 0% a 2%. As perdas de retorno da cavidade do ressonador em ambos os comprimentos de onda fundamental e Raman podem estar na faixa de 0% a 1%.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o material de laser, o material Raman e o material não-linear podem ser materiais em estado sólido ou podem, cada um, ser mídia de estado sólido cristalino. O material Raman pode ser um material Raman de estado sólido de alta pureza. A quantidade de impurezas no meio Raman pode ser inferior a 1 ppm, inferior a 0,1 ppm, ou inferior a 0,01 ppm. A quantidade de impurezas pode estar na faixa de 0,001 ppm a 1 ppm, 0,01 ppm a 1 ppm, 0,1 ppm a 1 ppm ou 0,5 ppm a 1 ppm.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o meio de ganho de laser, o meio Raman e o meio não-linear podem ser mídias de estado sólido de alta pureza.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o feixe fundamental pode ser polarizado de forma linear. O meio Raman ativo pode ser um meio Raman ativo de estado sólido e a direção da polarização do feixe fundamental é alinhada com um eixo geométrico de ganho Raman do meio Raman ativo. O eixo geométrico

de ganho Raman pode ter um coeficiente de ganho Raman que é um máximo relativo para o meio Raman ativo de estado sólido quando comparado com outros eixos geométricos dentro de um meio Raman ativo de forma que o feixe fundamental polarizado de forma linear seja mudado Raman para um
5 feixe Raman polarizado de forma linear.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o cristal não-linear pode ser um cristal não-linear de estado sólido possuindo um eixo geométrico de conversão não-linear e a direção de polarização do feixe Raman polarizado de forma linear
10 é alinhado com o eixo geométrico de conversão não-linear.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, pelo menos um dentre o meio de ganho de laser, o meio Raman ativo, e o meio não-linear pode ter uma geometria de guia de onda.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, um ou mais dentre o meio de ganho de laser, o meio Raman ativo, e o meio não-linear pode estar em contato com pelo menos um dentre o meio de ganho de laser, meio Raman ativo, ou meio não-linear. Um ou mais dentre o meio de ganho de laser, meio Raman ativo, e
20 meio não-linear pode ser unido ou colado por difusão a pelo menos um dentre o meio de ganho de laser, meio Raman ativo, ou meio não-linear.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o laser também pode compreender meios para impedir que o feixe convertido impinja no meio de ganho de laser. Os meios
25 também podem impedir que o feixe convertido impinja no meio Raman ativo. Os meios podem impedir que o feixe convertido seja absorvido em um ou ambos os meio de ganho de laser ou meio Raman ativo. Os meios podem ser um refletor adicional localizado na cavidade do ressonador. Os meios podem ser um refletor em um ou mais dentre o meio de ganho de laser,
30 meio Raman ativo, ou meio não-linear. Os meios podem ser um revestimento ótico em um elemento do laser e podem estar em um ou mais dos meio de ganho de laser, meio Raman ativo ou meio não-linear. O revestimento

ótico pode ser configurado para refletir o comprimento de onda do feixe convertido. O revestimento ótico pode refletir uma parte do feixe convertido. A parte refletida pode estar na faixa de 40% a 100%, do feixe convertido, ou pode, alternativamente, estar na faixa de 45% a 100%, 50% a 100%, 55% a 100%, 60% a 100%, 65% a 100%, 70% a 100%, 75% a 100%, 80% a 100%, 85% a 100%, 90% a 100%, ou 95% a 100%, e a parte refletida pode ser de cerca de 40%, 45%, 50%, 55%, 60%, 65%, 70%, 75%, 80%, 85%, 90%, 95%, 96%, 97%, 98%, 99% ou 100% do feixe convertido.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos e aspectos adicionais, o meio não-linear pode compreender um meio não-linear sintonizável e o laser de onda contínua compreende um sintonizador para sintonizar o meio não-linear sintonizável. O sintonizador pode ser um sintonizador de temperatura. O sintonizador pode ser um sintonizador de ângulo.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o meio de laser e o meio Raman ativo podem ser fornecidos em um meio de ganho Raman ativo que gera ambos o feixe fundamental de onda contínua e o meio Raman de onda contínua.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o meio de ganho Raman ativo pode ser um meio de ganho Raman ativo cristalino que gera um feixe Raman polarizado de forma linear.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos e aspectos adicionais, o meio de laser pode ser um material de duplicação de frequência que converte em frequência o feixe Raman de onda contínua para produzir um feixe convertido de onda contínua.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o meio Raman pode ser um material de duplicação de frequência que converte em frequência o feixe Raman de onda contínua para produzir um feixe convertido de onda contínua.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o meio de laser pode ser um meio Raman ativo

que produz o feixe Raman de onda contínua e o meio de laser também pode ser um material de duplicação de frequência que converte em frequência o feixe Raman de onda contínua para produzir o feixe convertido de onda contínua.

5 Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o meio de ganho de laser pode ser selecionado a partir do grupo de YLF, YAG, YALO e YVO₄, GdVO₄, YAB, YCOB, KGW e KYW e o meio de ganho de laser é revestido com um íon de revestimento ativo. O íon de revestimento ativo pode ser neodímio ou itérbio.

10 Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o meio Raman ativo pode ser selecionado a partir do grupo de KGW (tungstato de gadolínio de potássio), KYW (tungstato de ítrio de potássio), Ba(NO₃)₂ (nitrato de bário), LiIO₃ (iodado de lítio), BaWO₄ (tungstato de bário), PbWO₄ (tungstato de chumbo) CaWO₄ (tungstato de cálcio), outros tugnstatos ou molibdatos adequados, diamante, GdY-VO₄ (vanadato de gadolínio), YVO₄ (vanadato de ítrio), LiNbO₃ (niobato de lítio), e/ou outros materiais cristalinos adequados que sejam Raman ativos.

20 Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o meio não-linear pode ser selecionado a partir do grupo de LBO, LTBO, BBO, KBO, KTP, RTA, RTP, KTA, ADP, LiIO₃ KD*P, LiNbO₃ e LiNbO₃ polarizado periodicamente.

25 Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o feixe convertido de onda contínua pode ter um comprimento de onda na região visível do espectro ótico. O feixe convertido de onda contínua pode ter um comprimento de onda na faixa de 500 a 800 nm. O feixe convertido de onda contínua pode ter um comprimento de onda na faixa de 550 a 600 nm. O feixe convertido de onda contínua pode ter um comprimento de onda selecionado a partir do grupo de cerca de 532 nm, 555 nm, 559 nm, 579 nm, 588 nm, 589 nm, 593 nm, 606 nm, 621 nm, 30 636 nm, e 658 nm e 671 nm. O comprimento de onda do feixe convertido de onda contínua pode ser selecionado a partir do grupo de cerca de 532 nm, 555 nm, 559 nm, 579 nm, 588 nm, 589 nm, 593 nm, 606 nm, 621 nm, 636

nm, e 658 nm e 671 nm, onde o comprimento de onda pode ser mais ou menos cerca de 1 nm do valor selecionado.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o laser pode compreender adicionalmente um
 5 terceiro refletor localizado na cavidade do ressonador. O material de ganho e o material Raman podem ser localizados entre os primeiro e terceiro refletores. O material não-linear pode ser localizado entre o terceiro e o segundo refletores. O terceiro refletor pode ser configurado para ter alta refletividade nos comprimentos de onda óticos de ambos o feixe fundamental e o feixe
 10 Raman, e o terceiro refletor também pode ser configurado para ter alta transmissão do comprimento de onda do feixe convertido em frequência. O terceiro refletor pode ser o acoplador de saída.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, a cavidade do ressonador pode ter um modo de
 15 ressonador e o laser pode compreender adicionalmente um terceiro e um quarto refletores, cada um localizado na cavidade do ressonador. O meio de ganho de laser pode ser localizado entre o terceiro e o quarto refletores. O meio Raman ativo pode ser localizado entre os primeiro e terceiro refletores. O meio não-linear pode ser localizado entre os quarto e segundo refletores.
 20 O tamanho do modo de ressonador pode ser configurado independentemente em cada um dos meio de ganho de laser, o meio Raman ativo e o meio não-linear.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, a cavidade do ressonador pode ter um modo
 25 ressonador e o laser compreende adicionalmente um terceiro e um quarto refletores, cada um localizado na cavidade do ressonador. O meio de ganho de laser pode ser localizado entre o terceiro e o quarto refletores. Ambos o meio Raman ativo e o meio não-linear podem ser localizados entre os quarto e segundo refletores.

30 Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o modo ressonador pode ter pelo menos dois locais de arqueamento e o meio Raman ativo e o meio não-linear podem,

cada um, estar localizados em um local arqueamento respectivo.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, os primeiro e segundo refletores, os elementos de meio de ganho de laser, do meio Raman ativo, e do meio não-linear podem, cada um, ser posicionados de forma que a separação entre os elementos adjacentes selecionados esteja na faixa de 0,1 a 2 mm.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o laser pode compreender um gerador de feixe de bomba para a geração de feixe de bomba.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o laser CW pode ser um laser Raman. O feixe Raman compreende um feixe Raman de onda contínua. O primeiro refletor pode ser um espelho de entrada. Pode ser plano, e pode ser plano-plano. Pode ser um espelho curvo. Pode ser um refletor curvo. Pode ser pelo menos parcialmente transmissivo na direção do feixe de bomba. Pode ser altamente refletivo na direção do feixe fundamental e do feixe Raman. O segundo refletor pode compreender um acoplador de saída. Pode ser plano, e pode ser plano-plano. Pode ser um espelho curvo. Pode ser um refletor curvo. Pode haver um acoplador de saída separado para enviar um feixe de laser de saída a partir da cavidade do ressonador. O acoplador de saída (separado ou integral com o segundo refletor) pode ser capaz de enviar um comprimento de onda desejado do feixe de laser de saída a partir da cavidade do ressonador. O segundo refletor pode ser altamente refletivo na direção do feixe fundamental. Pode ser altamente refletivo na direção dos comprimentos de onda do feixe de laser que ressonam dentro da cavidade. O primeiro refletor pode ser plano, e pode ser plano-plano e o segundo refletor pode ser curvo ou vice-versa. O refletor curvo pode ser um refletor hemisférico. O primeiro refletor pode ser plano, e pode ser plano-plano e o segundo refletor pode ser plano e pode ser plano-plano. O ressonador pode ser uma cavidade semi-hemisférica. O material de laser pode ser capaz de gerar um feixe fundamental dentro da cavidade quando bombeado pelo feixe de bomba. Pode compreender um cristal de laser. Um material de laser adequado é

Nd:GdVO₄. Um meio Raman ativo adequado é KGW (KGd(WO₄)₂). O meio Raman ativo pode ser um cristal Raman ativo. O feixe Raman pode ter um comprimento de onda de primeiro Stokes, e opcionalmente um comprimento de onda de segundo, terceiro Stokes ou maior. O gerador de feixe de bomba pode compreender um diodo de laser para a geração de feixe de bomba. O laser também pode compreender um transmissor de feixe de bomba para transmitir o feixe de bomba do gerador de feixe de bomba para a cavidade do ressonador. O laser também pode compreender uma ou mais lentes, por exemplo, lentes de colimação, para focar o feixe de bomba em ou dentro do meio de laser. O gerador de feixe de bomba pode compreender um laser de diodo acoplado por fibra. Pode possuir uma potência de cerca de 30W, ou entre cerca de 10 e 50W, ou entre cerca de 10 e 40W, 10 e 30, 10 e 20, 20 e 50, 30 e 50 ou 20 e 40W, por exemplo, em torno de 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45 ou 50W, ou mais de 50W ou menos de 10W. Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o laser é operado dentro de uma faixa de 1,1 a 10 vezes o limite para a operação Raman de onda contínua. Em outras disposições, o laser é operado na faixa de 1,1 a 7, 1,1 a 5, 1,1 a 4,5, 1,1 a 4, 1,1 a 3,5, 1,1 a 3, 1,1 a 3,5, 1,1 a 2, 1,1 a 1,5, 1,1 a 1,4, 1,1 a 1,3, 1,1 a 1,2 vez o limite.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o laser também pode compreender um meio não-linear para conversão de pelo menos um comprimento de onda de um Stokes do feixe Raman em um comprimento de onda convertido. O meio não-linear pode ser intracavidade ou extracavidade. O laser pode compreender um meio não-linear ou mais de um meio não-linear (por exemplo, 2, 3, 4, 5), que pode ser igual ou diferente. Um ou mais podem ser intracavidade. Um ou mais pode ser extracavidade. Cada um pode ser sintonizável individualmente, ou podem ser sintonizados juntos, ou alguns podem ser sintonizáveis juntos e alguns separadamente. Um meio não-linear adequado é LBO. O meio não-linear pode ser um cristal não-linear. Outros meios não-lineares adequados incluem BBO, KTP e outros cristais conhecidos com a não-linearidade de segunda ordem. O comprimento de onda convertido pode

ser um comprimento de onda de frequência dupla, um comprimento de onda de frequência de soma, um comprimento de onda de frequência de diferença, um comprimento de frequência triplicada ou algum outro comprimento de onda convertido. O meio não-linear pode compreender um duplicador de frequência, um gerador de frequência de soma, um gerador de frequência de diferença ou algum outro tipo de meio não-linear.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o laser pode compreender um seletor para selecionar um comprimento de onda de Stokes para ressonar dentro da cavidade do ressonador. O seletor pode ser um seletor de polarização, um gerador de feixe semente para semear o meio Raman ativo, ou algum outro tipo de seletor. O laser também pode compreender um sintonizador para sintonizar o meio não-linear (se estiver presente), ou pode compreender mais de um sintonizador se mais de um meio não-linear estiver presente. O ou cada sintonizador pode (independentemente) ser um sintonizador de temperatura, um sintonizador de ângulo ou algum outro tipo de sintonizador. A sintonia pode compreender a combinação de fase. Pode compreender a combinação tipo fase I. Pode compreender a combinação de fase não-crítica. A sintonia pode ser tal que os comprimentos de onda Raman são convertidos pelo meio não-linear sem rotação de polarização e/ou sem introduzir birrefringência. A sintonia pode permitir a comutação entre a duplicação de frequência do feixe Raman, a duplicação de frequência do feixe fundamental e a mistura de frequência de soma dos comprimentos de onda fundamental e Raman.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o feixe de bomba CW pode ser modulado de várias formas, por exemplo, por corte eletromecânico do feixe de bomba ou eletronicamente pela modulação da corrente suprida para o diodo de laser (ou outra fonte de bomba ou gerador de feixe de bomba). Razões para se fazer isso incluem a personalização da saída de laser para adequar a aplicações particulares. Isso pode, por exemplo, envolver 1) a modulação liga e desliga em uma taxa de repetição e ciclo de tarefa desejados, ou pode envolver 2) inclinação da amplitude para cima e para baixo para fornecer uma

variação de amplitude desejada, e 3) razões de eficiência, isto é, fornecendo apenas luz quando for necessário, o que pode resultar em dispositivos menores. O laser pode compreender um controle de modo longitudinal etalonfor. O laser pode compreender uma abertura para o controle do modo transversal ou para fornecer uma única saída de modo transversal. O meio de laser e/ou o meio Raman ativo ou o cristal podem ter impurezas Yb e/ou Tm de menos de 1 ppm.

Em uma disposição de qualquer um dos primeiro a sexto aspectos ou aspectos alternativos, o método pode compreender adicionalmente a etapa de fornecimento de um segundo meio não-linear na cavidade do ressonador para conversão de frequência do feixe convertido para um feixe convertido adicional. O feixe convertido adicional pode estar na região ultravioleta do espectro ótico. O feixe convertido adicional pode estar na faixa de 250 a 400 nm. O feixe convertido adicional pode estar na faixa de 250 a 300 nm. A cavidade do ressonador pode ter uma alta "finesse" no comprimento de onda do feixe convertido e uma baixa "finesse" no comprimento de onda do feixe convertido adicional. A cavidade de ressonador pode ter um alto Q no comprimento de onda do feixe convertido e um baixo Q no comprimento de onda do feixe convertido adicional. A cavidade do ressonador pode ter uma finesse e um alto Q no comprimento de onda do feixe convertido e uma baixa finesse e um baixo Q no comprimento de onda do feixe convertido adicional. Em uma disposição adicional, uma parte da cavidade do ressonador pode ter um ou ambos uma alta "finesse" ou um alto Q no comprimento de onda do feixe convertido e uma ou ambos uma baixa "finesse" ou baixo Q no comprimento de onda do feixe convertido adicional.

Em um sétimo aspecto, é fornecido um método para a produção de saída de laser contínua, o dito método fornecendo:

- o fornecimento de uma cavidade de ressonador;
- o fornecimento de pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor;
- o fornecimento de um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua em

um primeiro comprimento de onda ótica;

o fornecimento de um meio Raman ativo posicionado na cavidade de ressonador capaz de realizar a mudança Raman do primeiro comprimento de onda ótico para o segundo comprimento de onda ótico para gerar um feixe Raman de onda contínua em um segundo comprimento de onda ótica;

o fornecimento de um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador capaz de realizar a conversão de frequência do segundo comprimento de onda ótica para um terceiro comprimento de onda ótica para gerar um feixe convertido de onda contínua no terceiro comprimento de onda ótica;

o bombeamento ótico do meio de ganho de laser com uma fonte de bomba localizada fora da cavidade do ressonador para gerar o feixe fundamental no primeiro comprimento de onda ótica que ressona dentro da cavidade do ressonador, o primeiro comprimento de onda ótica realizando subsequentemente a mudança Raman para o segundo comprimento de onda ótica pelo meio Raman ativo e o segundo comprimento de onda ótica sendo convertido por frequência pelo meio não-linear para o terceiro comprimento de onda ótica; e;

o envio do terceiro comprimento de onda ótica a partir da cavidade do ressonador para fornecer uma saída de laser de onda contínua.

Em uma disposição do sétimo aspecto, a cavidade do ressonador possui simultaneamente uma alta "finesse" nos primeiro e segundo comprimentos de onda ótica e uma baixa "finesse" no terceiro comprimento de onda ótica. O terceiro comprimento de onda ótica podendo ter um comprimento de onda na região visível do espectro ótico. O terceiro comprimento de onda ótica pode ter um comprimento de onda na faixa de 500 a 800 nm. O terceiro comprimento de onda ótica pode ter um comprimento de onda na faixa de 550 a 600 nm. O terceiro comprimento de onda ótica pode ter um comprimento de onda selecionado a partir do grupo de cerca de 532 nm, 555 nm, 559 nm, 579 nm, 588 nm, 589 nm, 593 nm, 606 nm, 621 nm, 636 nm, e 658 nm e 671 nm. O comprimento de onda do terceiro comprimento de onda

ótica pode ser selecionado a partir do grupo de cerca de 532 nm, 555 nm, 559 nm, 579 nm, 588 nm, 589 nm, 593 nm, 606 nm, 621 nm, 636 nm e 658 nm e 671 nm, onde o comprimento de onda pode ser mais ou menos cerca de 1 mm do valor selecionado. O comprimento de onda ótica pode ser um
5 comprimento de onda ótica amarelo, laranja ou vermelho.

Em uma disposição do sétimo aspecto, o meio de ganho de laser pode ser capaz de gerar um feixe fundamental de onda contínua polarizado de forma linear na primeira frequência ótica. O meio Raman ativo pode mudar o feixe fundamental polarizado de forma linear para um feixe Raman
10 de onda contínua polarizado de forma linear no segundo comprimento de onda ótica. O meio não-linear pode converter em frequência o feixe Raman polarizado de forma linear para um feixe convertido de frequência de onda contínua polarizado de forma linear no terceiro comprimento de onda ótica.

Em um oitavo aspecto, é fornecido um método para a produção
15 de saída de laser de onda contínua, o método compreendendo:

o fornecimento de uma cavidade de ressonador;

o fornecimento de pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade do ressonador;

20 o fornecimento de um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade de ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade de ressonador;

25 o fornecimento de um meio Raman ativo posicionado na cavidade de ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador;

30 o fornecimento de um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe convertido de onda contínua;

o envio de um feixe convertido de onda contínua a partir da cavidade de ressonador.

Em um nono aspecto, é fornecido um método de produção de saída de laser visível de onda contínua, o método compreendendo:

- 5 o fornecimento de uma cavidade de ressonador;
- o fornecimento de pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade de ressonador;
- o fornecimento de um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade de ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade do ressonador;
- 10 o fornecimento de um meio Raman ativo sólido posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador;
- o fornecimento de um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe convertido de onda contínua na faixa de comprimento de onda de 500 a 800 nm;
- 20 o envio do feixe convertido de onda contínua a partir da cavidade do ressonador.

Em um décimo aspecto, é fornecido um método para o fornecimento de um laser Raman de onda contínua possuindo uma saída de laser visível, o método compreendendo:

- o fornecimento de uma cavidade de ressonador;
- o fornecimento de pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade de ressonador;
- 30 o fornecimento de um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua

que ressona dentro da cavidade de ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade do ressonador;

5 o fornecimento de um meio Raman ativo sólido posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador;

10 o fornecimento de um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe convertido de onda contínua na faixa de comprimento de onda de 500 a 800 nm;

o envio do feixe convertido de onda contínua a partir da cavidade do ressonador.

15 Em um décimo primeiro aspecto, é fornecido um método para o fornecimento de um laser Raman de onda contínua possuindo saída de laser amarelo, o método compreendendo:

o fornecimento de uma cavidade de ressonador;

20 o fornecimento de pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade de ressonador;

25 o fornecimento de um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade de ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade do ressonador;

o fornecimento de um meio Raman ativo sólido posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador;

30 o fornecimento de um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe conver-

tido de onda contínua na faixa de comprimento de onda de 500 a 800 nm;
o envio do feixe convertido de onda contínua a partir da cavidade do ressonador.

Em um décimo segundo aspecto, é fornecido o método para fornecimento de um laser de onda contínua compreendendo:

- 5 o fornecimento de uma cavidade de ressonador;
- o fornecimento de pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade de ressonador;
- 10 o fornecimento de um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade de ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade do ressonador;
- 15 o fornecimento de um meio Raman ativo sólido posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador;
- o fornecimento de um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe convertido de onda contínua.
- 20

onde a cavidade do ressonador é uma cavidade de ressonador de alta "finesse" no comprimento de onda do feixe fundamental de onda contínua e o feixe Raman e uma cavidade de ressonador de baixa "finesse" no comprimento de onda do feixe convertido de onda contínua.

Em um décimo terceiro aspecto, é fornecido um método para o fornecimento de um laser de onda contínua compreendendo:

- o fornecimento de uma cavidade de ressonador;
- 30 o fornecimento de pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade de ressonador;

o fornecimento de um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade de ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade do ressonador;

o fornecimento de um meio Raman ativo sólido posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador;

o fornecimento de um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe convertido de onda contínua;

onde a cavidade do ressonador é uma cavidade de alto Q nos comprimentos de onda do feixe fundamental de onda contínua e o feixe Raman e uma cavidade de ressonador de baixo Q no comprimento de onda do feixe convertido de onda contínua.

Em um décimo quarto aspecto, é fornecido um método para o fornecimento de um laser de onda contínua, compreendendo:

o fornecimento de uma cavidade de ressonador;
o fornecimento de pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade de ressonador;

o fornecimento de um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade de ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade do ressonador;

o fornecimento de um meio Raman ativo posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador;

o fornecimento de um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe convertido de onda contínua;

5 onde os primeiro e segundo refletores são altamente refletivos nos comprimentos de onda de ambos o feixe fundamental e o feixe Raman, e altamente transmissivos no comprimento de onda do feixe convertido de forma que o feixe convertido de onda contínua seja enviado a partir da cavidade do ressonador.

10 Em um décimo quinto aspecto, é fornecido um método para fornecer um laser Raman de onda contínua estável compreendendo:

o fornecimento de uma cavidade de ressonador;

15 o fornecimento de pelo menos um primeiro e um segundo refletores, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade do ressonador;

20 o fornecimento de um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade do ressonador;

25 o fornecimento de um meio Raman ativo posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador;

30 o fornecimento de um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe convertido de onda contínua.

35 Em uma disposição do décimo quinto aspecto, o método compreende adicionalmente o posicionamento de pelo menos os primeiro e segundo refletores, o meio de ganho de laser, o meio Raman, e o meio não-linear para fornecer uma cavidade de ressonador estável. O ressonador po-

de ser estável quando o meio de laser é bombeado pelo feixe de bomba para fornecer um laser Raman de onda contínua estável quando em operação.

Em um décimo sexto aspecto, é fornecido um método para o fornecimento de um laser Raman visível de onda contínua estável compreendendo:

- 5 o fornecimento de uma cavidade de ressonador;
- o fornecimento de pelo menos um primeiro e um segundo refletores, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade do ressonador;
- 10 o fornecimento de um acoplador de saída;
- o fornecimento de um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade do ressonador;
- 15 o fornecimento de um meio Raman ativo posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador; e
- 20 o fornecimento de um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe convertido de onda contínua na região visível do espectro ótico; e
- o envio do feixe convertido de onda contínua visível a partir da cavidade do ressonador com o acoplador de saída.
- 25

Em um décimo sétimo aspecto, é fornecido um método para o fornecimento de um laser de onda contínua, compreendendo:

- o fornecimento de uma cavidade de ressonador;
- o fornecimento de pelo menos um primeiro e um segundo refletores, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade do ressonador;
- 30 o fornecimento de um meio de ganho de laser localizado na ca-

vidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade do ressonador;

5 o fornecimento de um primeiro elemento de resfriamento para resfriar o meio de ganho de laser;

 o fornecimento de um meio Raman ativo posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade
10 do ressonador;

 o fornecimento de um segundo elemento de resfriamento para resfriar o meio Raman ativo; e

 o fornecimento de um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe convertido de onda contínua.
15

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, a cavidade do ressonador pode ser uma cavidade de ressonador de alta "finesse" no comprimento de onda do feixe fundamental de onda contínua e o feixe Raman e uma cavidade de ressonador de baixo "finesse" no comprimento de onda do feixe convertido de onda contínua.
20

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, a refletividade de ambos os primeiro e segundo refletores em ambos os primeiro e segundo comprimentos de onda ótica pode estar na faixa de 99,5% a 99,99%.
25

Em uma disposição de qualquer um do sétimo ao décimo sétimo aspectos, quando em operação, a intensidade intracavidade do feixe fundamental de onda contínua no cristal Raman pode ser superior a 80 kW/cm^2 e a intensidade intracavidade do feixe Raman de onda contínua no material não-linear pode ser superior a 80 kW/cm^2 .
30

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, quando em operação, a intensidade intracavidade do feixe funda-

mental de onda contínua no cristal Raman pode ser superior a 100 kW/cm^2 e a intensidade intracavidade do feixe Raman de onda contínua no material não-linear pode ser superior a 100 kW/cm^2 .

5 Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, o método pode compreender a etapa adicional de fornecimento de um dispositivo de resfriamento para o resfriamento do material Raman ativo. O dispositivo de resfriamento pode ser um dispositivo de resfriamento passivo ou ativo. O dispositivo de resfriamento pode ser um dispositivo de resfriamento por ar ou um dispositivo de resfriamento por líquido. O dispositivo de
10 resfriamento por líquido pode ser um dispositivo de resfriamento por líquido circulante, por exemplo, um líquido tal como glicol que circula alternadamente entre uma unidade de refrigeração para resfriar o líquido e um local onde o líquido é capaz de extrair calor de um ou ambos o meio de ganho de laser ou o meio Raman ativo.

15 Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, o meio de ganho de laser, o meio Raman ativo e o meio não-linear podem, cada um, ser mídia em estado sólido. O meio de ganho de laser e o meio Raman ativo são o mesmo meio de estado sólido, cristalino.

Em uma disposição de qualquer um dos oitavo a décimo sétimo
20 aspectos, o feixe convertido de onda contínua pode ter um comprimento de onda na região visível do espectro ótico. O feixe convertido de onda contínua pode ter um comprimento de onda na faixa de 500 a 800 nm. O feixe convertido de onda contínua pode ter um comprimento de onda na faixa de 550 a 600 nm. O feixe convertido de onda contínua pode ter um comprimento de
25 onda selecionado a partir do grupo de cerca de 532 nm, 555 nm, 559 nm, 579 nm, 588 nm, 589 nm, 593 nm, 606 nm, 621 nm, 636 nm, 658 nm e 671 nm. O comprimento de onda do feixe convertido de onda contínua pode ser selecionado a partir do grupo de cerca de 532 nm, 555 nm, 559 nm, 579 nm, 588 nm, 589 nm, 593 nm, 606 nm, 621 nm, 636 nm, 658 nm e 671 nm, onde
30 o comprimento de onda pode ter mais ou menos cerca de 1 nm do valor selecionado. O comprimento de onda ótica visível pode ser amarelo, laranja ou vermelho.

Em uma disposição de acordo com qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, a cavidade do ressonador pode ter uma alta "finesse" nos comprimentos de onda ótica de ambos o feixe fundamental e o feixe Raman e uma baixa "finesse" nos comprimento de onda ótica do feixe convertido. A "finesse" da cavidade do ressonador em ambos o feixe fundamental e os feixes Raman simultaneamente pode ser superior a 100. Em outras disposições, a "finesse" da cavidade do ressonador em ambos o feixe fundamental e os feixes Raman simultaneamente pode ser superior a 500, ou superior a 1000, superior a 2000, superior a 3000, superior a 4000, superior a 5000, superior a 6000, superior a 7000, superior a 8000, superior a 9000, superior a 10000, superior a 15000, superior a 20000, superior a 25000, superior a 30000, superior a 35000, superior a 40000 e superior a 4500. A "finesse" da cavidade do ressonador em ambos o feixe fundamental e os feixes Raman, simultaneamente, pode estar na faixa de 100 a 50000, 100 a 45000, 100 a 40000, 100 a 35000, 100 a 30000, 100 a 25000, 100 a 20000, 100 a 15000, 100 a 10000, 100 a 9000, 100 a 8000, 100 a 7000, 100 a 6000, 100 a 5000, 100 a 4000, 100 a 3000, 100 a 2000, 100 a 1000, ou 100 a 500, e pode aproximadamente ser igual a 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550, 600, 650, 700, 750, 800, 850, 900, 950, 1000, 1100, 1200, 1300, 1400, 1500, 1600, 1700, 1800, 1900, 2000, 2250, 2500, 2750, 3000, 3250, 3500, 3750, 4000, 4250, 4500, 4750, 5000, 6000, 7000, 8000, 9000, 10000, 11000, 12000, 13000, 14000, 15000, 16000, 17000, 18000, 19000, 20000, 25000, 30000, 35000, 40000, 45000, 50000. Em uma disposição de qualquer um do sétimo a décimo sétimo aspectos, a cavidade do ressonador possui um alto Q nos comprimentos de onda dos comprimentos de onda ótica em ambos o feixe fundamental e o feixe Raman. A cavidade do ressonador pode ter uma baixa "finesse" no comprimento de onda ótica do feixe convertido. A cavidade do ressonador pode ter ambos uma alta "finesse" e um alto Q nos comprimentos de onda ótica dos comprimentos de onda ótica de ambos o feixe fundamental e o feixe Raman. A cavidade do ressonador pode ter ambos uma alta "finesse" e um alto Q no comprimento de onda ótica do feixe convertido.

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, a cavidade do ressonador pode ter uma "finesse" no comprimento de onda do feixe convertido na faixa de aproximadamente 0 a 5. Em uma disposição adicional, a "finesse" da cavidade do ressonador no comprimento de onda do feixe convertido pode estar na faixa de aproximadamente 0 a 4,5, 0 a 4, 0 a 3,5, 0 a 3, 0 a 2,5, 0 a 2,4, 0 a 2,3, 0 a 2,2, 0 a 2,1, 0 a 2,0, 0 a 1,9, 0 a 1,8, 0 a 1,7, 0 a 1,6, 0 a 1,5, 0 a 1,4, 0 a 1,3, 0 a 1,2, 0 a 1,1, 0 a 1,0, 0 a 0,9, 0 a 0,8, 0 a 0,7, 0 a 0,6, 0 a 0,5, 0 a 0,4, 0 a 0,3, 0 a 0,2, 0 a 0,1, 0,5 a 5, 0,5 a 4,5, 0,5 a 4, 0,5 a 3, 0,5 a 2,5, 0,5 a 2, 0,5 a 1,5, 0,5 a 1,0, 1 a 4, 0 a 3, 1 a 2,5, 1 a 2, e a "finesse" do ressonador no comprimento de onda do feixe convertido pode ser de aproximadamente 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9, 1,0, 1,1, 1,2, 1,3, 1,4, 1,5, 1,6, 1,7, 1,8, 1,9, 2,0, 2,1, 2,2, 2,3, 2,4, 2,5, 2,6, 2,7, 2,8, 2,9, 3,0, 3,5, 4,0, 4,5, ou 5.

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, a cavidade do ressonador pode possuir uma perda de ressonador de retorno no comprimento de onda de ambos o feixe fundamental e o feixe Raman simultaneamente na faixa de 0% a 5%. Em disposições adicionais, a perda do ressonador de retorno em ambos o feixe fundamental e o feixe Raman simultaneamente pode estar na faixa de 0% a 4,5%, 0% a 4%, 0% a 3,5%, 0% a 3%, 0% a 2,5%, 0% a 2%, 0% a 1,9%, 0% a 1,8%, 0% a 1,7%, 0% a 1,6%, 0% a 1,5%, 0% a 1,4%, 0% a 1,3%, 0% a 1,2%, 0% a 1,1%, 0% a 1,0%, 0% a 0,9%, 0% a 0,8%, 0% a 0,7%, 0% a 0,6%, 0% a 0,5%, 0% a 0,3%, 0% a 0,2%, ou 0% a 0,1%. Em uma disposição de qualquer um do sétimo a décimo sétimo aspectos, a perda do ressonador de retorno no comprimento de onda do feixe fundamental pode ser de 0%, 0,1%, 0,2%, 0,3%, 0,4%, 0,5%, 0,65%, 0,7%, 0,8%, 0,9%, 1,0%, 1,1%, 1,2%, 1,3%, 1,4%, 1,5%, 1,6%, 1,7%, 1,8%, 1,9%, 2,0%, 2,5%, 3,0%, 3,5%, 4,0%, 4,5% ou 5%. Em uma disposição de qualquer um dentre os sétimo a décimo sétimo aspectos, a perda do ressonador de retorno no comprimento de onda do feixe Raman pode ser de 0%, 0,1%, 0,2%, 0,3%, 0,4%, 0,5%, 0,65%, 0,7%, 0,8%, 0,9%, 1,0%, 1,1%, 1,2%, 1,3%, 1,4%, 1,5%, 1,6%, 1,7%, 1,8%, 1,9%, 2,0%, 2,5%, 3,0%, 3,5%, 4,0%, 4,5% ou 5%. Em uma disposição de qual-

quer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, a perda de ressonador de retorno no comprimento de onda do feixe fundamental pode ser de 0%, 0,1%, 0,2%, 0,3%, 0,4%, 0,5%, 0,65%, 0,7%, 0,8%, 0,9%, 1,0%, 1,1%, 1,2%, 1,3%, 1,4%, 1,5%, 1,6%, 1,7%, 1,8%, 1,9%, 2,0%, 2,5%, 3,0%, 3,5%, 4,0%, 4,5% ou 5% e a perda de ressonador de retorno no comprimento de onda do feixe Raman pode ser de 0%, 0,1%, 0,2%, 0,3%, 0,4%, 0,5%, 0,65%, 0,7%, 0,8%, 0,9%, 1,0%, 1,1%, 1,2%, 1,3%, 1,4%, 1,5%, 1,6%, 1,7%, 1,8%, 1,9%, 2,0%, 2,5%, 3,0%, 3,5%, 4,0%, 4,5% ou 5%.

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, os primeiro e segundo refletores podem ser configurados para ter alta refletividade nos comprimentos de onda ótica de ambos o feixe fundamental e o feixe Raman, simultaneamente, e pelo menos um dos primeiro e segundo refletores pode ser configurado para ter alta transmissão no comprimento de onda ótica do feixe convertido.

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, a refletividade de ambos os primeiro e segundo refletores nos comprimentos de onda de ambos o feixe fundamental e o feixe Raman, simultaneamente, pode ser superior a 97%. Em uma disposição adicional, a refletividade de ambos o primeiro e o segundo refletores nos comprimentos de onda de ambos o feixe fundamental e o feixe Raman, simultaneamente, é superior a 98%. Em uma disposição adicional, a refletividade de ambos os primeiro e segundo refletores nos comprimentos de onda de ambos o feixe fundamental e o feixe Raman, simultaneamente, pode ser superior a 99%. Em uma disposição adicional, a refletividade de ambos os primeiro e segundo refletores nos comprimentos de onda de ambos o feixe fundamental e o feixe Raman, simultaneamente, pode ser superior a 99,5%. Ainda em uma disposição adicional, a refletividade de ambos primeiro e segundo refletores nos comprimentos de onda de ambos o feixe fundamental e do feixe Raman, simultaneamente, podem ser superior a 99,9%. Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, a refletividade de ambos os primeiro e segundo refletores nos comprimentos de onda de ambos o feixe fundamental e do feixe Raman, simultaneamente, pode estar na faixa de

97% a 100%, ou a refletividade pode estar na faixa de 98% a 100%, 98,5% a 100%, 99% a 100%, 99,5% a 100%, 99,6% a 100%, 99,7% a 100%, 99,8% a 100%, 99,9% a 100%, 99,95% a 100% ou 99,99% a 100%. A refletividade dos primeiro e segundo refletores nos comprimentos de onda do feixe fundamental podem ser aproximadamente de 97%, 98%, 98,5%, 99%, 99,1%, 99,2%, 99,3%, 99,4%, 99,5%, 99,6%, 99,7%, 99,8%, 99,9%, 99,91%, 99,92%, 99,93%, 99,94%, 99,95%, 99,96%, 99,97%, 99,98%, 99,99%, 99,995% ou 100%. A refletividade dos primeiro e segundo refletores no comprimento de onda do feixe fundamental pode ser de aproximadamente 97%, 98%, 98,5%, 99%, 99,1%, 99,2%, 99,3%, 99,4%, 99,5%, 99,6%, 99,7%, 99,8%, 99,9%, 99,91%, 99,92%, 99,93%, 99,94%, 99,95%, 99,96%, 99,97%, 99,98%, 99,99%, 99,995% ou 100%. A refletividade dos primeiro e segundo refletores no comprimento de onda do feixe Raman pode, simultaneamente, ser de aproximadamente 97%, 98%, 98,5%, 99%, 99,1%, 99,2%, 99,3%, 99,4%, 99,5%, 99,6%, 99,7%, 99,8%, 99,9%, 99,91%, 99,92%, 99,93%, 99,94%, 99,95%, 99,96%, 99,97%, 99,98%, 99,99%, 99,995% ou 100% e a refletividade dos primeiro e segundo refletores no comprimento de onda do feixe Raman pode simultaneamente ser aproximadamente 97%, 98%, 98,5%, 99,1%, 99,2%, 99,3%, 99,4%, 99,5%, 99,6%, 99,7%, 99,8%, 99,9%, 99,91%, 99,92%, 99,93%, 99,94%, 99,95%, 99,96%, 99,97%, 99,98%, 99,99%, 99,995 ou 100%.

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, a transmissão de pelo menos um dos primeiro e segundo refletores está na faixa de aproximadamente 40% a 100% ou 50% a 100%, 60% a 100%, 65% a 100%, 70% a 100%, 75% a 100%, 80% a 100%, 85% a 100%, 90% a 100%, 95% a 100%, 50% a 95%, 60% a 90%, 65% a 85%, 70% a 95%, 80% a 95%, 85% a 90% e a transmissão de pelo menos um dos primeiro e segundo refletores pode ser de aproximadamente 40%, 45%, 50%, 55%, 60%, 65%, 70%, 75%, 80%, 85%, 90%, 95%, 97%, 98%, 99% ou 100%.

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, em operação, a intensidade intracavidade do feixe fundamental de

onda contínua no cristal Raman pode ser superior à intensidade limite para a operação Raman de onda contínua e menor do que o limite do dano do meio Raman-ativo.

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo ou décimo sétimo aspectos, em operação, a intensidade intracavidade do feixe fundamental de onda contínua no cristal Raman pode ser superior à intensidade-limite para operação do feixe Raman de onda contínua a intensidade intracavidade do feixe Raman de onda contínua no meio não-linear pode ser superior a 80 kW/cm². Em outras disposições, a intensidade intracavidade do feixe fundamental de onda contínua no cristal Raman é superior à intensidade-limite para a operação Raman de onda contínua e a intensidade intracavidade do feixe Raman de onda contínua no meio não-linear pode ser superior a 90 kW/cm², ou superior a 100, 110, 120, 130, 140, 150, 160, 170, 180, 190, 200, 210, 220, 230, 240, 250, 260, 270, 280, 290, 300, 350, 400, 450 ou 500 kW/cm². A intensidade intracavidade do feixe Raman no meio não-linear pode ser inferior ao limite de danos do meio não-linear.

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, em operação, a intensidade intracavidade do feixe fundamental de onda contínua no cristal Raman pode ser superior a 80 kW/cm² e a intensidade intracavidade do feixe Raman de onda contínua no meio não-linear pode ser superior a 80 kW/cm². Em outras disposições, a intensidade intracavidade do feixe fundamental de onda contínua no cristal Raman pode ser superior a 90 kW/cm², ou superior a 100, 110, 120, 130, 140, 150, 160, 170, 180, 190, 200, 210, 220, 230, 240, 250, 260, 270, 280, 290, 300, 350, 400, 450, ou 500 kW/cm². A intensidade intracavidade do feixe Raman de onda contínua no meio não-linear pode ser superior a 90 kW/cm², ou superior a 100, 110, 120, 130, 140, 150, 160, 170, 180, 190, 200, 210, 220, 230, 240, 250, 260, 270, 280, 290, 300, 350, 400, 450, ou 500 kW/cm². A intensidade intracavidade do feixe fundamental no meio Raman pode ser inferior ao limite de danos do meio não-linear e a intensidade intracavidade do feixe Raman no meio não-linear pode ser inferior ao limite de danos do meio não-linear.

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, o laser também pode compreender um efeito de resfriamento para resfriar o meio não-linear. Em uma disposição adicional, o laser pode compreender um primeiro elemento de resfriamento para resfriar pelo menos um
 5 dentre o meio de ganho de laser, o meio Raman ativo ou o meio não-linear, e um segundo elemento de resfriamento para resfriar pelo menos um segundo dentre o meio de ganho de laser, o meio Raman ativo e o meio não-linear. Em uma disposição adicional, o laser pode compreender um primeiro elemento de resfriamento para resfriar o meio de ganho de laser, um segun-
 10 do elemento de resfriamento para resfriar o meio Raman ativo e um terceiro elemento de resfriamento para resfriar o meio não-linear.

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, o laser de onda contínua é um laser de onda contínua de estado sólido. Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo as-
 15 pectos, o meio de ganho de laser é um meio de ganho de laser em estado sólido. Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, o meio Raman ativo é um meio Raman ativo em estado sólido. Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, o meio não-linear é um meio não-linear de estado sólido. Em uma disposição
 20 de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, o meio de ganho de laser, o meio Raman ativo e ou meio não-linear são todos meios de estado sólido. Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, o laser pode compreender um gerador de feixe de bomba para gerar o feixe de bomba.

25 Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, o laser pode ser um laser Raman. O feixe Raman compreende um feixe Raman de onda contínua. O primeiro refletor pode ser um espelho de entrada. Pode ser plano, e pode ser plano-plano. Pode ser um espelho curvo. Pode ser pelo menos parcialmente transmissivo na direção do feixe de
 30 bomba. Pode ser altamente refletivo na direção do feixe fundamental e o feixe Raman. O segundo refletor pode compreender um acoplador de saída. Pode ser plano e pode ser plano-plano. Pode ser um espelho curvado. Po-

dem ser um acoplador de saída separada para o envio de um feixe de laser de saída a partir da cavidade do ressonador. O acoplador de saída (se separado de ou integral com o segundo refletor) pode ser capaz de enviar um comprimento de onda desejado do feixe de laser de saída a partir da cavidade do ressonador. O segundo refletor pode ser altamente refletivo na direção do feixe fundamental. Pode ser altamente refletivo na direção dos comprimentos de onda do feixe de laser que ressonam dentro da cavidade. O material de laser pode ser capaz de gerar um feixe fundamental dentro da cavidade quando bombeado pelo feixe de bomba. Pode compreender um cristal de laser. Um material de laser adequado é GdVO_4 que é revestido com íon ativo. O íon ativo pode ser neodímio. O íon ativo pode ser itérbio. O íon ativo pode ser érbio. O íon ativo pode ser túlio. O íon ativo pode ser praseodímio. O íon ativo pode ser cério. O íon ativo pode ser hólmio. Um meio Raman ativo adequado é KGW ($\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$). O meio Raman ativo pode ser um cristal Raman ativo. O feixe Raman pode ter um comprimento de onda de primeiro Stokes, e opcionalmente, um comprimento de onda de segundo, terceiro ou mais Stokes. O gerador de feixe de bomba pode compreender um diodo de laser para a geração do feixe de bomba. O laser também pode compreender um transmissor de feixe de bomba para transmitir o feixe de bomba do gerador de feixe de bomba para a cavidade do ressonador. O laser também pode compreender uma ou mais lentes, por exemplo, lentes de colimação, para focar o feixe de bomba em ou no meio de laser. O gerador de feixe de bomba pode compreender um laser de diodo acoplado por fibra. Pode ter uma potência de cerca de 30W, ou entre cerca de 10 e 50W, ou entre cerca de 10 e 40, 10 e 30, 10 e 20, 20 e 50, 30 e 50, ou 20 e 40W, por exemplo, cerca de 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45 ou 50W, ou mais de 50W ou menos de 10W.

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, o laser também pode compreender um meio não-linear para conversão do comprimento de onda de pelo menos um Stokes do feixe Raman em um comprimento de onda convertido. O meio não-linear pode ser intracavidade ou extracavidade. O laser pode compreender um meio não-linear

ou mais de um (por exemplo, 2, 3, 4, 5) meios não-lineares, que podem ser iguais ou diferentes. Um ou mais podem ser intracavidade. Um ou mais podem ser extracavidade. Cada um pode ser sintonizado individualmente, ou podem ser sintonizados juntos, ou alguns podem ser sintonizados juntos e alguns separadamente. Um meio não-linear adequado é LBO. O meio não-linear pode ser um cristal não-linear. Outros meios não-lineares adequados incluem BBO, KTP e outros cristais conhecidos com não-linearidade de segunda ordem. O comprimento de onda convertido pode ser um comprimento de onda de frequência dobrada, um comprimento de onda de frequência de soma, um comprimento de onda de frequência de diferença, um comprimento de onda de frequência triplicada, ou algum outro comprimento de onda convertido. O meio não-linear pode compreender um duplicador de frequência, um gerador de frequência de soma, um gerador de frequência de diferença ou algum outro tipo de meio não-linear.

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, o laser pode compreender um seletor para seleção de um comprimento de onda Stokes para ressonar dentro da cavidade do ressonador. O seletor pode ser um seletor de polarização, um segundo gerador de feixe para semear o meio ativo Raman, ou algum outro tipo de seletor. O laser também pode compreender um sintonizador para sintonizar o meio não-linear (se presente), ou pode compreender mais de um sintonizador se mais de um meio não-linear estiver presente. O ou cada sintonizador pode (independentemente) ser um sintonizador de temperatura, um sintonizador de ângulo ou algum outro tipo de sintonizador. A sintonia pode compreender combinação de fase. Pode compreender a combinação de fase tipo I. Pode compreender combinação de fase não crítica. A sintonia pode ser tal que os comprimentos de onda Raman sejam convertidos pelo meio não-linear sem rotação de polarização e/ou sem introdução de birrefringência. A sintonia pode permitir a comutação entre a duplicação de frequência do feixe Raman, a duplicação de frequência do feixe fundamental e da mistura de frequência de soma dos comprimentos de onda fundamental e Raman.

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo

aspectos, o feixe de bomba CW pode ser modulado de várias formas, por exemplo, pelo corte eletromecânico do feixe de bomba ou eletronicamente pela modulação da corrente suprida para o diodo de laser (ou outra fonte de bomba ou gerador de feixe de bomba). Razões para se fazer isso incluem a

5 personalização da saída do laser para se adequar às aplicações em particular. Isso pode, por exemplo, envolver 1) a modulação liga/desliga em uma taxa de repetição desejada e ciclo de tarefa, ou pode envolver 2) a inclinação da amplitude para cima e para baixo para fornecer uma variação de amplitude desejada, e 3) razões de eficiência, isto é, apenas fornecer luz quando for necessário, o que pode resultar em dispositivos menores. O laser pode compreender um etalon, e/ou uma abertura. O meio de laser e/ou meio Raman ativo ou cristal pode ter impurezas Yb e/ou Tm de menos de 1 ppm.

10

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, a cavidade do ressonador possui simultaneamente uma alta "finesse" nos primeiro e segundo comprimentos de onda ótica e uma baixa "finesse" no terceiro comprimento de onda ótica.

15

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, a refletividade de ambos os primeiro e segundo refletores em ambos os primeiro e segundo comprimentos de onda ótica é entre 99,5% e 99,999%. A refletividade de ambos os primeiro e segundo refletores no comprimento de onda de ambos o feixe fundamental e o feixe Raman pode estar na faixa de 99,95% e 99,999%. A refletividade de ambos os primeiro e segundo refletores no comprimento de onda de ambos os feixes fundamental e Raman pode estar na faixa de 99,99% a 99,999%.

20

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, em operação, a intensidade intracavidade do feixe fundamental de onda contínua no cristal Raman é superior a 80 kW/cm^2 e a intensidade intracavidade do feixe Raman de onda contínua no material não-linear é superior a 80 kW/cm^2 .

25

Em uma disposição de qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos, em operação, a intensidade intracavidade do feixe fundamental de onda contínua no cristal Raman é superior a 100 kW/cm^2 e a intensidade

30

intracavidade do feixe Raman de onda contínua no material não-linear é superior a 100 kW/cm^2 .

Em aspectos alternativos, é fornecido um método para o fornecimento de um laser de onda contínua, compreendendo;

5

o fornecimento de uma cavidade de ressonador;

o fornecimento de pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade do ressonador;

10

o fornecimento de um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade do ressonador;

15

o fornecimento de um meio Raman ativo posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador;

20

o fornecimento de um meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe convertido de onda contínua;

onde a cavidade do ressonador é uma cavidade de ressonador de volume de modo pequeno no comprimento de onda do feixe fundamental de onda contínua e o feixe Raman; ou

25

a cavidade de ressonador é uma cavidade de ressonador de alto Q e baixo volume de modo no comprimento de onda do feixe fundamental de onda contínua e o feixe Raman; ou

30

a cavidade do ressonador é uma cavidade de ressonador de pequeno volume de modo e uma cavidade de alta "finesse" no comprimento de onda do feixe fundamental de onda contínua e feixe Raman; ou

a cavidade do ressonador é uma cavidade de ressonador de alta "finesse" e alto Q, de baixo volume de modo no comprimento de onda do

feixe fundamental de onda contínua e do feixe Raman.

O volume de modo, V_{mode} , pode ser relacionado à área de modo (isto é, com referência ao tamanho do feixe, tamanho do ponto, raio do feixe e/ou diâmetro, valor $1/e^2$) pela relação $V_{\text{mode}} = A_{\text{mode}}/L_{\text{mode}}$ onde A_{mode} é a
 5 área de modo transversal e L_{mode} é o comprimento do modo. O tamanho de feixe pode estar na faixa de 25 μm a 500 μm , ou 50 μm a 300 μm , 50 μm a 250 μm , 50 μm a 200 μm , 50 μm a 150 μm , 50 μm a 100 μm .

Em aspectos alternativos adicionais, é fornecido um método para a produção de saída de laser de onda contínua, o dito método compreendendo:
 10

o fornecimento de uma cavidade de ressonador;

o fornecimento de pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor;

o fornecimento de um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua em
 15 um primeiro comprimento de onda ótica;

o fornecimento de um meio Raman ativo posicionado na cavidade do ressonador capaz de realizar a mudança Raman no primeiro comprimento de onda ótica para o segundo comprimento de onda ótica para gerar
 20 um feixe Raman de onda contínua em um segundo comprimento de onda ótica;

o fornecimento de um primeiro meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador capaz de converter em frequência o segundo comprimento de onda ótica em um terceiro comprimento de onda ótica para gerar
 25 um feixe convertido de onda contínua no terceiro comprimento de onda ótica;

o fornecimento de um segundo meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador capaz de converter em frequência o segundo comprimento de onda ótica em um quarto comprimento de onda ótica para gerar
 30 um feixe convertido de onda contínua no quarto comprimento de onda ótica;

o bombeamento ótico do meio de ganho de laser com uma fonte de bomba localizada fora da cavidade do ressonador para gerar o feixe fun-

damental no primeiro comprimento de onda ótica que ressona dentro da cavidade do ressonador, o primeiro comprimento de onda ótica sendo, subsequentemente, alterado Raman no segundo comprimento de onda ótica pelo meio Raman ativo, o segundo comprimento de onda ótica sendo convertido em frequência pelo primeiro meio não-linear no terceiro comprimento de onda ótica e o terceiro comprimento de onda ótica sendo convertido em frequência pelo segundo meio não-linear no quarto comprimento de onda ótica; e

o envio do quarto comprimento de onda ótica a partir da cavidade do ressonador para fornecer uma saída de laser de onda contínua.

Em aspectos adicionais ainda, é fornecido um método para a produção de uma saída de laser de onda contínua, o método compreendendo:

o fornecimento de uma cavidade de ressonador;
o fornecimento de pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade do ressonador;

o fornecimento de um meio de ganho de laser localizado na cavidade do ressonador para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade do ressonador;

o fornecimento de um meio Raman ativo sólido posicionado na cavidade do ressonador para realizar a mudança Raman no feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade do ressonador;

o fornecimento de um primeiro meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um primeiro feixe convertido de onda contínua;

o fornecimento de um segundo meio não-linear posicionado na cavidade do ressonador para converter em frequência o feixe Raman de on-

da contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um segundo feixe convertido de onda contínua;

o envio do segundo feixe convertido de onda contínua a partir da cavidade do ressonador.

- 5 Em uma disposição de acordo com qualquer um dos sétimo a décimo sétimo aspectos ou aspectos alternativos, o método pode compreender adicionalmente a etapa de fornecimento de um segundo meio não-linear na cavidade do ressonador para conversão de freqüência do terceiro comprimento de onda ótica, o feixe convertido ou o primeiro feixe convertido
- 10 em um quarto comprimento de onda ótica, um feixe convertido adicional ou um segundo feixe convertido, respectivamente. A cavidade do ressonador pode ter uma alta "finesse" no comprimento de onda do terceiro comprimento de onda ótica, feixe convertido ou primeiro feixe convertido e uma baixa "finesse" no comprimento de onda do quarto comprimento de onda ótica,
- 15 feixe convertido adicional ou segundo feixe convertido, respectivamente. A cavidade do ressonador pode ter um alto Q no comprimento de onda do terceiro comprimento de onda ótica, feixe convertido ou primeiro feixe convertido e um baixo Q no comprimento de onda do quarto comprimento de onda ótica, feixe convertido adicional ou segundo feixe convertido, respectivamente.
- 20 A cavidade do ressonador pode ter uma "finesse" e um alto Q no comprimento de onda do terceiro comprimento de onda ótica, feixe convertido ou primeiro feixe convertido e uma baixa "finesse" e baixo Q no comprimento de onda do quarto comprimento de onda ótica, feixe convertido adicional ou segundo feixe convertido, respectivamente. Em uma disposição adicional,
- 25 uma parte da cavidade do ressonador pode ter um ou ambos uma alta "finesse" ou um alto Q no comprimento de onda do terceiro comprimento de onda ótica, feixe convertido ou primeiro feixe convertido e um ou ambos uma baixa "finesse" ou baixo Q no comprimento de onda do quarto comprimento de onda ótica, feixe convertido adicional ou segundo feixe convertido, respectivamente.
- 30 O quarto comprimento de onda ótica, o feixe convertido adicional ou o segundo feixe convertido podem estar na região ultravioleta do espectro ótico. O quarto comprimento de onda ótica, o feixe convertido adi-

cional, ou o segundo feixe convertido podem estar na faixa de 250 a 400 nm. O quarto comprimento de onda ótica, o feixe convertido adicional e o segundo feixe convertido podem estar na faixa de 250 a 300 nm.

Breve Descrição dos Desenhos

5 Uma modalidade preferida da presente invenção será descrita agora por meio de um exemplo apenas, com referência aos desenhos em anexo, nos quais:

 a figura 1 é uma representação esquemática de um laser Raman contínuo (cw) de acordo com a disposição do exemplo 1;

10 as figuras 2A e 2B ilustram representações de potências de saída X corrente de diodo para comprimentos de onda de saída CW 1063, 1176, 588 nm;

 as figuras 3A e 3B ilustram representações das potências de saída X corrente de diodo de comprimentos de onda de saída de 1063, 1176, 588 nm para um feixe de bomba cortado;

15 as figuras 4A e 4B ilustram representações adicionais de potências de saída X corrente de diodo 1063, 1176, 588 nm para um CW e um feixe de bomba cortado;

 a figura 4 ilustra gráficos da amplitude dos comprimentos de onda diferentes como função de tempo para os sistemas de laser operando em diferentes níveis de potência;

20 a figura 5A ilustra um gráfico da estabilidade de amplitude para a saída fundamental 1063 nm, Raman 1176 nm e Raman dupla 588 nm, todos os três comprimentos de onda sendo gravados simultaneamente;

25 a figura 5B ilustra um gráfico da fase de amplitude para cada uma das saídas fundamental 1063 nm, Raman 1176 nm e Raman dupla 588 nm, todos os três comprimentos de onda sendo gravados simultaneamente com baixa potência;

 a figura 6 é uma representação esquemática do sistema de laser Raman cw da disposição do Exemplo 2;

30 a figura 7 é um gráfico da potência de saída fundamental residual e Raman cw como uma função da bomba de diodo;

a figura 8 é um gráfico das potências de saída de 588 nm quase cw e cw X a potência instantânea de diodo para excitação CW e modulada (50% do ciclo de tarefa);

5 a figura 9 é uma representação esquemática do sistema de laser Raman automático da disposição do exemplo 3;

a figura 10 é um gráfico das potências de saída Raman cw (1173 nm) como uma função da potência incidente da bomba para comprimentos físicos de cavidade de 13 e 24 mm;

10 a figura 11 ilustra um gráfico do fator de qualidade de feixe (M2) do feixe fundamental otimizado, Raman otimizado e fundamental residual nas configurações Raman otimizadas como uma função da potência de bomba;

a figura 12A é um gráfico da potência amarela como uma função da potência de bomba em operação cw ou quase cw;

15 a figura 12B é um gráfico da potência fundamental de saída otimizada, Raman e amarela como uma função da potência de bomba para um comprimento físico fixo de cavidade de 24 mm;

a figura 13 é um gráfico dos espectros Raman e fundamental cw em 16W (potência de saída máxima amarela) e 20,2W de potência de bomba;

as figuras 14A e 14B são representações dos perfis de feixe perto de campo da emissão amarela quase cw, com quase 150 mW de saída (com amplificação 2x) e quase bomba máxima com 1,88 W de saída respectivamente;

25 a figura 15 é uma representação esquemática do sistema de laser Raman da disposição do exemplo 4;

a figura 16 é um gráfico das características de laser para a operação de primeiro Stokes utilizando a cavidade curta para uma disposição do exemplo 4;

30 a figura 17 é um gráfico das características de laser amarelo com saída de infravermelho residual para a cavidade curta para uma disposição adicional do exemplo 4;

a figura 18 é um gráfico dos cálculos do tamanho do modo de cavidade utilizando o software de desenho de laser comercial LASCAD ilustrando a mudança no tamanho do modo como uma função da posição axial da cavidade curta;

5 a figura 19 é um gráfico dos cálculos de tamanho de modo de cavidade utilizando o software de desenho de laser comercial LASCAD ilustrando a mudança no tamanho do modo como uma função da posição axial da cavidade curta;

10 a figura 20 é um gráfico da potência de saída como uma função da potência da bomba para as cavidades longas de 112 mm e 115 mm do exemplo 4;

a figura 21 é uma disposição esquemática adicional de uma disposição de cavidade acoplada do exemplo 4;

15 a figura 22 é uma disposição esquemática de um sistema de laser Raman cw utilizado para a análise numérica;

a figura 23 é uma representação da eficiência de saída, P_s^{out}/P_P para um laser Raman simples, como uma função do acoplamento de saída Stokes e raio de ponto no cristal Raman para um cálculo utilizando um ponto de 150 μm no cristal de laser, e 1% de perda de percurso de retorno para a radiação fundamental e Stokes, e um acoplamento de saída de 0,2% para a radiação fundamental, e para uma potência de bomba de diodo de 15 W;

20 a figura 24 é uma representação da eficiência de saída P_s^{out}/P_P para um laser Raman simples, como uma função das perdas de retorno Stokes e fundamental para um cálculo utilizando um ponto de 150 μm no cristal de laser, um ponto de 125 μm no cristal Raman, um acoplamento de saída de 2% para a radiação Stokes e um acoplamento de saída de 0,2% para a radiação fundamental, e uma potência de bomba de diodo de 15 W;

25 a figura 25 é uma representação da eficiência de saída P_s^{out}/P_P para um laser Raman duplo, como uma função do tamanho de ponto na duplicação e do cristal Raman para um cálculo utilizando 150 μm no cristal de laser, e perdas de retorno de 1,0% para fundamental e Stokes, e $T_D=90\%$, e uma potência de bomba de diodo de 15W;

30

a figura 26 é uma representação da eficiência de saída P_s^{out}/P_P para um laser Raman duplo, como uma função da perda de percurso de retorno da radiação fundamental e Stokes para um cálculo utilizando um ponto de 150 μm no cristal de laser, um tamanho de ponto de 125 μm no cristal Raman, um tamanho de ponto de 100 μm no cristal de duplicação, e $T_D=90\%$;

as figuras 27A e 27B são gráficos da intensidade intracavidade de onda contínua (em MW/cm^2) do feixe fundamental no material Raman necessário para se atingir a operação Raman de onda contínua (o limite Raman) para um sistema de laser contendo $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ como o material Raman para os comprimentos de cristal de 1, 2, 3, 4 e 5 mm e para a perda de percurso de retorno de ressonador de 0 a 5% e 0% a 0,5%, respectivamente;

as figuras 27C e 27D são gráficos da potência Raman circulante de intracavidade de onda contínua na cavidade do ressonador no limite Raman para um sistema de laser com $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ como o material Raman e para comprimentos de cristal iguais a 1, 2, 3, 4 e 5 mm e para uma perda de ressonador de retorno de 0 a 5% e 0 a 0,5%, respectivamente;

as figuras 28A e 28B são gráficos da intensidade intracavidade de onda contínua (em W/cm^2) do feixe fundamental no material Raman necessário para se alcançar a operação Raman de onda contínua (o limite Raman) para um sistema de laser contendo KGW como o material Raman para comprimentos de cristal de 1, 2, 3, 4 e 5 mm e para perda de ressonador de retorno de 0 a 5% e 0 a 0,5%, respectivamente;

as figuras 28C e 28D são gráficos de potência Raman circulante na intracavidade de onda contínua na cavidade do ressonador no limite Raman para um sistema de laser com KGW como o material Raman e para comprimentos de cristal de 1, 2, 3, 4 e 5 mm e para a perda de ressonador de retorno de 0 a 5% e 0 a 0,5%, respectivamente;

as figuras 29A e 29B são gráficos da intensidade intracavidade de onda contínua (em MW/cm^2) do feixe fundamental no material Raman necessária para alcançar operação Raman de onda contínua (o limite Ra-

man) para um sistema de laser contendo $\text{Ba}(\text{WO}_4)$ como o material Raman para comprimentos de cristal de 1, 2, 3, 4, e 5 mm e para a perda de ressonador de retorno de 0 a 5% e 0 a 0,5%, respectivamente;

5 as figuras 29C e 29D são gráficos da potência Raman circulante na intracavidade de onda contínua na cavidade de ressonador no limite Raman para um sistema de laser com $\text{Ba}(\text{WO}_4)$ como o material Raman e para comprimentos de cristal de 1, 2, 3, 4, e 5 mm e para a perda de ressonador de retorno de 0 a 5% e 0 a 0,5%, respectivamente;

10 as figuras 30A a 30D são respectivamente a potência circulante de intracavidade modelada no comprimento de onda fundamental (P_F), a potência circulante de intracavidade no comprimento de onda Stokes (fundamental alterada por Raman) (P_S), a potência de saída no comprimento de onda convertido por frequência (dobrado) (P_D^{out}) visível, e a eficiência de conversão não-linear como uma função do tamanho do ponto nos cristais Raman e não-linear (KGW e LBO), respectivamente, e uma potência de bomba de 15 W;

20 as figuras 31A a 31D são respectivamente a potência circulante intracavidade modelada no comprimento de onda fundamental (P_F), a potência circulante de intracavidade no comprimento de onda Stokes (fundamental alterada por Raman) (P_S), a potência de saída no comprimento de onda convertido por frequência (dobrado) (P_D^{out}) visível, e a eficiência de conversão não-linear como uma função do tamanho do ponto nos cristais Raman e não-linear (KGW e LBO), respectivamente, e uma potência de bomba de 7,5 W;

25 a figura 32 é uma coleção de três representações de contorno ilustrando respectivamente a potência circulante intracavidade no comprimento de onda fundamental (P_F), a potência circulante de intracavidade no comprimento de onda Stokes (fundamental alterada por Raman) (P_S) e potência de saída no comprimento de onda convertido por frequência (dobrado) (P_D^{out}) visível, onde as perdas de retorno no comprimento de onda fundamental são 1,5% e as perdas de retorno no comprimento de onda Raman/Stokes é de 1,5%;

a figura 33 é uma coleção de três representações de contorno similar à da figura 32, onde as perdas de retorno no comprimento de onda fundamental é de 0,5% e as perdas de retorno no comprimento de onda Raman/Stokes é de 1,5%;

5 a figura 34 é uma coleção de três representações de contorno similar à da figura 32, onde as perdas de retorno no comprimento de onda fundamental é de 1,5% e as perdas de retorno no comprimento de onda Raman/Stokes é de 0,5%;

10 a figura 35 é uma coleção de três representações de contorno similar à da figura 32, onde as perdas de retorno no comprimento de onda fundamental é de 0,5% e as perdas de retorno no comprimento de onda Raman/Stokes é de 0,5%;

a figura 36 é uma coleção de três representações de contorno, ilustrando, respectivamente, a potência circulante intracavidade no comprimento de onda fundamental (P_F), a potência circulante intracavidade no comprimento de onda Stokes (fundamental alterado por Raman) (P_S), e a potência de saída no comprimento de onda convertido por frequência (dobrado) (P_D^{out}), cada um como função das perdas de ressonador de retorno nos comprimentos de onda Raman e fundamental em 15W da potência de bomba e para tamanhos de pontos nos materiais Raman e não-linear (KGW e LBNO, respectivamente) de 200 μm ; e

15
20

as figuras 37A a 37D são gráficos ilustrando a "finesse" do ressonador como uma função das perdas de ressonador de retorno.

Descrição Detalhada das Modalidades Preferidas

25 A presente invenção se refere a um laser Raman de onda contínua (CW) e frequência dupla. O laser pode ser um laser de estado totalmente sólido, e pode ser capaz de enviar luz de laser amarela ou laranja. O laser descrito aqui é mais eficiente, mais simples e mais barato do que os lasers comparáveis da técnica anterior. Pode ser capaz de gerar maior potência de saída do que os lasers que utilizam abordagens alternativas.

30

Uma característica importante da invenção é a operação de um laser Raman de estado sólido, cristalino, de frequência dobrada no modo

CW. Essa característica é significativa visto que existe uma faixa de aplicações de laser na qual a saída pulsada não é aceitável. A presente invenção descreve um laser eficiente e simples, bombeado por diodo, de intracavidade dobrada (por exemplo, LBO), de mudança Raman (por exemplo, KGW) utilizando, por exemplo, Nd:GdVO₄ como um meio de laser. Essa é a primeira fonte de amarelo com Bse em laser Raman cristalino CW. Os inventores demonstraram um laser Raman cristalino amarelo de onda contínua de 320 mW e estado sólido em 588 nm.

No laser da presente invenção, um feixe de laser é gerado dentro de uma cavidade por um material de laser. O material de laser pode ser capaz de emitir, em uso, um feixe de laser de cavidade, quando bombeado por um feixe de laser de bomba. O feixe de bomba pode ser gerado por uma fonte de bomba, que pode ser um laser de diodo. O material de laser pode ser bombeado a partir da extremidade, a partir do lado ou a partir da face (isto é, em uma configuração de laser e disco). O feixe de laser de bomba pode ser gerado pelo suprimento de corrente para um laser de bomba de diodo, de forma que uma parte da potência do feixe de laser de bomba seja absorvida pelo material de laser. Pode haver uma ou mais lentes de colimação e uma ou mais lentes de foco, para colimar e/ou focar o feixe de bomba, e, se presente, cada lente pode ser intracavidade ou extracavidade. A lente de foco pode ser localizada entre a lente de colimação e o material de laser. A lente de foco pode focar o feixe de bomba no material de laser. O tamanho do feixe focado no material de laser pode ser fornecido por: $D_{\min} = 2,44 \cdot f \cdot \lambda / D$ onde $D_{\min}$ é o tamanho do ponto focal (isto é, o tamanho do feixe focado), f é o comprimento do foco da lente de foco, λ é o comprimento de onda do feixe de bomba e D é o diâmetro do feixe do feixe não-focado. O feixe de laser de cavidade é passado para um meio Raman ativo intracavidade que é capaz de gerar pelo menos uma frequência do feixe de laser Raman. O meio Raman ativo pode ser capaz de gerar pelo menos dois feixes de laser de frequência diferente que também podem diferir uma da outra em termos de polarização ou localização ou alguma outra propriedade. O sistema pode ser encaixado com um seletor que promove a ressonância de um comprimento

de onda selecionado do feixe de laser ou desencoraja a ressonância dentro da cavidade de todos menos um dos pelo menos dois feixes de laser. Isso pode ocorrer por meio de um polarizador, ou por meio de motores que orientam um espelho ou cristal Raman ativo ou ambos de forma que apenas um

5 feixe seja capaz de ressonar de forma eficiente, ou pode ser por algum outro método tal como sementeira. O feixe selecionado terá maior intensidade, e será, dessa forma, alterado por frequência de forma mais eficiente pelo meio Raman ativo. O feixe não-selecionado será, de forma correspondente, mudado em frequência de forma menos eficiente. Dessa forma, a potência será

10 concentrada na frequência Raman selecionada, a dita frequência sendo selecionada pelo seletor. A frequência selecionada pode ser diretamente enviada a partir da cavidade do laser, ou pode ser passada para um meio não-linear, que pode ser um duplicador de frequência ou um gerador de frequência de soma ou um gerador de frequência de diferença, pela conversão da

15 frequência, por exemplo, em um feixe de laser visível, para envio. O envio pode ser por meio de um refletor de saída ou de um divisor de feixe de polarização. O refletor de saída pode ser um acoplador de saída, para desacoplar e enviar um feixe de saída a partir da cavidade.

O sistema de laser da presente invenção pode ser um sistema

20 de laser bombeado por diodo. Pode ser um sistema de laser de estado totalmente sólido.

Em uma cavidade do ressonador de acordo com a invenção, pode haver potencialmente uma pluralidade de diferentes comprimentos de onda de luz de laser ressonando na cavidade. Isso pode ser alcançado pela

25 seleção da refletividade dos refletores que define a cavidade de forma que a cavidade do ressonador seja uma cavidade de alto Q (isto é, alto fator de qualidade ótica) para todos os comprimentos de onda que são necessários para ressonar e não uma cavidade de alto Q para comprimentos de onda que são enviados a partir da cavidade do ressonador. De forma equivalente,

30 a cavidade é uma cavidade de alta "finesse" para todos os comprimentos de onda que são necessários para ressonar e não uma cavidade de baixa "finesse" para os comprimentos de onda que são enviados a partir da cavi-

de do ressonador. Pode haver um ou mais comprimentos de onda fundamentais, um primeiro comprimento de onda Stokes, e um segundo comprimento de onda Stokes. Adicionalmente, em casos nos quais o meio Raman ativo possui duas ou mais mudanças Raman, as mesmas podem ser um primeiro e um segundo comprimentos de onda Stokes de cada um dos um ou mais feixes de mudança Raman gerados pelo meio Raman ativo. A cavidade do laser da invenção também pode ter um meio não-linear capaz de duplicar a frequência ou gerar frequência de soma ou gerar frequência de diferença. Dessa forma, cada um dos comprimentos de onda acima pode ser duplicado em frequência, ou quaisquer dois podem ser somados por frequência ou diferenciados por frequência, dependendo da sintonia do meio não-linear. Portanto, a presente invenção pode fornecer meios para se enviar seletivamente uma ampla variedade de diferentes comprimentos de onda a partir da cavidade.

O feixe de bomba pode ser um feixe de um laser de diodo ou de alguma outra fonte de bomba. O bombeamento pode ser o bombeamento de extremidade ou o bombeamento lateral. A potência do feixe de laser de saída do sistema de laser pode depender da frequência do feixe de laser de bomba, e o sistema pode ter meios (tal como um controlador de frequência) para alterar a frequência do feixe de laser de bomba a fim de alterar a potência do feixe de laser de saída.

Será compreendido pelos versados na técnica que a frequência e o comprimento de onda de um feixe de laser são conectados pela equação:

Velocidade da luz = comprimento de onda * frequência

Conseqüentemente, quando se faz referência à alteração de frequência, conversão de frequência, frequências diferentes e termos similares, os mesmos são intercambiáveis com os termos correspondentes alteração de comprimento de onda, conversão de comprimento de onda, comprimentos de onda diferentes, e similares.

Na construção de um laser de acordo com a presente invenção, é crucial que os componentes do laser sejam corretamente posicionados a

fim de alcançar a eficiência de conversão aceitável para a potência de laser de saída. O laser de acordo com a presente invenção pode ser um laser em estado sólido.

Materiais

5 Os materiais utilizados para o material de laser, o meio Raman ativo e o meio não-linear são bem conhecidos da técnica. Comumente, neodímio é utilizado como um revestimento no material de laser, e meios de laser adequados incluem NdYLF, NdYAG, NdYALO e NdYVO₄, NdGdVO₄ apesar de outros íons de revestimento poderem ser utilizados. Outros íons de
10 revestimento que podem ser utilizados incluem itérbio, érbio, e túlio, e outros materiais hospedeiros que podem ser utilizados incluem YAB, YCOB, KGW e KYW. Exemplos de meio Raman ativo incluem KGW (tungstato de gadolínio de potássio), KYW (tungstato de ítrio de potássio), nitrato de bário, iodato de lítio, tungstato de bário, tungstato de chumbo, tungstato de cálcio, outros
15 tungstatos e molibdatos, diamante, vanadato de gadolinio, e vanadato de ítrio e outros materiais cristalinos que são Raman ativos. Cada um dos meios de laser produz uma frequência de saída característica, e cada um dos meios Raman ativos produz pelo menos uma mudança Raman característica (para gerar pelo menos um comprimento de onda Stokes característico). Pela combinação dos dois tipos de meios, portanto, é possível se alcançar uma
20 faixa de comprimentos de onda de laser de saída. Além disso, um gerador de frequência de soma pode ser utilizado para gerar os comprimentos de onda adicionais pela combinação de quaisquer dois dos comprimentos de onda. Dessa forma, uma ampla faixa de comprimentos de onda de saída é
25 potencialmente disponível. Segundos geradores de harmônica adequados podem, por exemplo, ser borato de lítio ou borato de bário. A sintonia do segundo gerador de harmônica pode permitir que um operador selecione um desses comprimentos de onda como necessário.

30 A Tabela 1 ilustra as mudanças Raman para uma faixa de meios Raman ativos, e a Tabela 2 ilustra as mudanças Raman e comprimentos de onda Stokes correspondentes para vários meios Raman ativos.

Tabela 1: Mudanças Raman para Meios Raman Ativos Seleccionados

Cristal Raman Ativo	Mudança Raman (cm^{-1})
CaCO_3	1085
NaNO_3	1066
$\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$	1046
YVO_4	890
GdVO_4	882
KDP	915
NaBrO_3	795
LiIO_3	822 e 770
BaWO_4	926
PbWO_4	901
CaWO_4	908
ZnWO_4	907
CdWO_4	890
$\text{KY}(\text{WO}_4)_2$	765
$\text{KY}(\text{WO}_4)_2$	905
$\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$	768
$\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$	901
$\text{NaY}(\text{WO}_4)_2$	914
$\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$	910
$\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$	877

Tabela 2: Mudanças Raman e comprimentos de onda Stokes correspondentes para meios Raman ativos seleccionados

Cristal	Mudança Raman (cm^{-1})	Primeiro Stokes (nm)	Segundo Stokes (nm)	Terceiro Stokes (nm)
KGW	768	1158	1272	1410
KGW	901	1176	1320	1500
PbWO_4	911	1177	1316	1494
$\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$	1048	1198	1369	1599
LiIO_3	745	1156	1264	1396

- 5 Cada meio não-linear pode ser configurado para seleccionar qual comprimento de onda será convertido pela duplicação de frequência, geração de frequência de soma ou geração de frequência de diferença.

- Exemplos de materiais utilizados para duplicação de frequência ou geração de frequência de soma incluem LBO, LTBO, BBO, KTP, RTA, RTP, KTA, ADP, KD*P, CLBO, LiNbO_3 cristalinos ou materiais polarizados periodicamente tal como niobato de lítio, KTP, KTA, RTA ou outros materiais adequados. Os materiais polarizados periodicamente podem gerar saídas de frequência dobrada ou frequência somada através de uma combinação qua-
- 10

se de fase. A duplicação de frequência é mais eficiente quando a "combinação de fase" é alcançada entre um comprimento de onda e sua segunda harmônica. Uma forma de configurar um cristal não-linear se refere à forma na qual o cristal é "cortado" com relação a seus "eixos geométricos de cristal". Esses eixos geométricos de cristal são uma propriedade fundamental do tipo do cristal. O cristal pode ser fabricado com um "corte" para fornecer uma melhor combinação de fase entre um comprimento de onda selecionado e sua segunda harmônica. A sintonia fina dessa combinação de fase pode ser alcançada pela "sintonia de ângulo" do meio. A tolerância de ângulo pode ser inferior a 0,1 grau, e a temperatura pode ser mantida dentro de 0,1 grau. Essas tolerâncias variam dependendo da natureza do cristal. Alternativamente a sintonia fina pode ser alcançada pela sintonia da temperatura do meio.

Um laser de acordo com a presente invenção pode ser construído utilizando-se um meio Raman ativo e um meio não-linear separados. Dessa forma, as propriedades do meio individual podem ser otimizadas de forma independente. Descobriu-se que dessa forma um sistema de laser pode ser construído fornecendo uma saída de potência comercialmente aceitável independentemente da perda de inserção adicional devido ao uso de um componente ótico adicional. No fornecimento seletivo de um feixe de laser de saída a partir desse sistema de laser, um feixe de laser de cavidade é gerado dentro da cavidade do ressonador pelo bombeamento de um material de laser localizado na cavidade com um feixe de bomba de uma fonte de bomba localizado fora da cavidade. O comprimento de onda de pelo menos uma parte do feixe de laser é então mudado pela passagem do feixe de laser através de um meio Raman ativo localizado na cavidade do ressonador. Um comprimento de onda único (no caso de SHG) ou par de comprimentos de onda (no caso de SFG ou DFG) da luz de laser a ser convertida em frequência são então selecionados a partir de vários comprimentos de onda ressonando na cavidade. O comprimento de onda único selecionado ou par de comprimentos de onda de luz de laser são então convertidos por frequência em uma etapa separada, utilizando um meio não-linear sintonizável

para gerar um único comprimento de onda convertido de feixe de laser, que pode então ser enviado a partir do sistema de laser. O uso de meios Raman ativo e não-linear separados permite o uso de materiais com maiores limites de danos do que um único meio realizando ambas as funções, e permite a
5 otimização independente dos parâmetros tal como uma posição na cavidade para cada meio. Também fornece acesso a uma ampla faixa de frequências de saída, como descrito abaixo.

Um laser de acordo com a presente invenção pode ser alternativamente construído utilizando um cristal Raman automático (que realiza as
10 funções duplas de material de laser e mudança Raman) e meio não-linear. Pela eliminação da necessidade de se ter um cristal Raman separado, os lasers Raman automáticos podem ter benefícios importantes das perdas de ressonador mais baixas e ressonadores mais curtos, e esses foram fatores críticos na primeira demonstração de um laser Raman automático cw bom-
15 beado por diodo por Demidovich [ver Demidovich, et al. "Continuous-wave Raman generation in a diode-pumped Nd³⁺:KGd(WO₄)₂ laser", Optics Letters, 30, 1701-1703 (2005)] que obteve a operação cw de um laser Raman automático Nd:KGW fornecendo potências de saída de primeiros Stokes de 54 mW para uma bomba de diodo de 1,5W. Esse sistema de laser, no entan-
20 to, não incorporou a duplicação de frequência. Existem duas desvantagens significativas em potencial associadas aos lasers Raman automáticos no entanto: primeiro, a carga térmica do laser/cristal Raman é exacerbada pela carga térmica adicional do processo de conversão Raman; e segundo, não existe flexibilidade para se otimizar separadamente os tamanhos de modo
25 no laser e cristais Raman como pode ser exigido para se obter uma maior eficiência. A escolha do material Raman automático é, portanto, muito importante - o cristal precisa ter boas propriedades térmicas além de um alto ganho Raman. Dos materiais Raman automáticos reportados até hoje, Nd:KGW, Nd:GdVO₄ e Nd:YVO₄ são amplamente disponíveis, possuem bo-
30 as propriedades térmicas, e um coeficiente de ganho Raman moderadamente alto de cerca de 4,5 cm/GW.

A presente invenção pode ser adicionalmente/alternativamente

construída utilizando um cristal de laser e um meio não-linear que também é Raman ativo e realiza as funções duplas de mudança Raman e duplicação/soma de frequência. Cristais adequados incluem KTP, KDP, RTP, LiIO_3 , LiNbO_3 . Esses cristais podem ou não ser também ser polarizados periodicamente para permitir a combinação de fase através da faixa de comprimento de onda necessária.

A presente invenção pode adicionalmente/alternativamente ser construída utilizando um cristal de laser único que é tanto Raman ativo e um meio não-linear, que realiza todas as três funções de geração de radiação de laser fundamental, mudança Raman e duplicação/soma de frequência. Cristais adequados incluem Nd:KTP, Nd:RTP, Nd: LiIO_3 e Nd: LiNbO_3 . Esses cristais podem ou não também ser polarizados periodicamente para permitir a combinação de fase através da faixa de comprimento de onda necessário.

Localização de Elementos

É importante para a operação eficiente do sistema de laser descrita aqui que as partes de componente do sistema sejam localizadas corretamente. Em particular, o meio Raman e não-linear devem estar localizados em uma posição na cavidade onde o diâmetro do feixe a ser convertido por comprimento de onda seja suficiente pequeno para alcançar a eficiência de conversão aceitável.

Lente térmica surge da natureza não-elástica dos processos de espalhamento Raman estimulados. Dessa forma, para cada evento de espalhamento, uma pequena quantidade de fóton fundamental é depositada como calor no meio Raman ativo. Isso leva a um perfil de temperatura não-uniforme através do meio Raman ativo. Comumente, o índice de refração de um material de laser aumenta com um aumento na temperatura, e, conseqüentemente, o dito material de laser age como uma lente convexa. Comumente, o índice de refração de um meio Raman ativo reduz com um aumento na temperatura e, conseqüentemente, o dito meio Raman ativo age como uma lente côncava (divergente). A combinação desses dois efeitos resulta em um perfil de largura de feixe complexo ao longo da cavidade do ressonador. O sistema de laser da presente invenção pode ser operado sob condi-

ções nas quais a lente térmica surge. A lente térmica pode causar impacto nas características de estabilidade do sistema de laser. O material de laser pode ter um efeito de lente térmica positivo e o meio Raman ativo pode ter um efeito de lente térmica negativo, e o efeito de lente positivo pode ser comparável em tamanho ao efeito de lente negativo. O efeito de lente térmica dos componentes do sistema de laser pode mudar com uma mudança na potência da bomba. A potência da lente térmica no material de laser é basicamente dependente da potência de saída da fonte de bomba, da fração dessa potência que é absorvida no material de laser, e do tamanho do feixe de laser de bomba dentro do material de laser. A potência da lente térmica no meio Raman ativo é basicamente dependente da potência do feixe Raman alterado, do tamanho do feixe Raman alterado dentro do meio Raman ativo, do comprimento de onda do feixe Raman alterado e a mudança Raman.

Devido à lente térmica dentro dos componentes diferentes do sistema de laser, em adição à curvatura dos espelhos da cavidade e da difração natural, a largura de feixe de um feixe de laser dentro da cavidade do ressonador do sistema de laser variará ao longo do comprimento da cavidade como resultado dos efeitos de aquecimento dentro dos vários componentes. Visto que a eficiência do processo que ocorre no meio não-linear aumenta com um aumento da potência do feixe de laser incidente, a localização do meio não-linear é crítica para a operação eficiente do sistema. Adicionalmente, visto que o aquecimento dos componentes do sistema é decorrente da passagem de um feixe de laser através desses elementos, a localização ideal dos elementos variará com o tempo durante o aquecimento do sistema e com a potência do sistema de laser. Um sistema de laser pode ser projetado para uma potência de saída particular e será projetado para operar com eficiência de pico depois de alcançar a temperatura operacional normal.

Os presentes inventores descobriram que os problemas de estabilidade do ressonador associados com a operação de lasers Raman em estado sólido podem ser solucionados pela desenho do laser Raman em estado sólido levando-se em consideração a potência de lente térmica do

material de laser e do meio Raman ativo.

As lentes térmicas são formadas no material de laser da seguinte forma. No processo de geração de saída de laser no comprimento de onda fundamental no material de laser, o calor é depositado no material de laser e uma distribuição de temperatura é estabelecida. Através do coeficiente termoóptico, uma variação no índice de refração desenvolve através do material de laser, que age para focar (ou desfocar) a luz que passa através do material, o material de laser agindo como uma lente convergente (ou divergente) - esse é o efeito de lente térmica possuindo um comprimento de foco f_L . A magnitude de f_L diminui com o aumento da potência da bomba absorvida e para a potência de bomba máxima absorvida $f_L = f_L(\min)$, isto é, da corrente de inicialização inicial para a corrente operacional máxima, existe uma redução nos comprimentos de foco do material de laser. Para a maior parte dos materiais de laser, o material de laser age como uma lente de convergência. Em poucos materiais, por exemplo, Nd:KGW, o material de laser pode agir como uma lente divergente ou convergente, dependendo da orientação do cristal com relação à polarização da luz que se propaga.

As lentes térmicas também são geradas no meio Raman ativo. Com conversão de frequência por SRS (espalhamento Raman estimulado) o calor é gerado dentro do meio Raman ativo levando aos efeitos de lente significativo se um comprimento focal f_R . Esses efeitos surgem da natureza não-elástica do processo não-linear e para cada evento de espalhamento, uma pequena fração da energia de fóton (7,9% no caso de LiIO_3) é depositada como calor no meio Raman ativo. O grau de aquecimento aumenta com a potência gerada nos comprimentos de onda Stokes, mais especificamente para cada fóton de primeiro e segundo Stokes gerado dentro da cavidade de laser, uma quantidade pequena, porém fixa, de calor é depositada dentro do meio. A distribuição de temperatura resultante que é afetada pela condutividade térmica do cristal e pelo tamanho do feixe de laser dentro da cavidade do ressonador causa uma variação do índice de refração através do meio. Enquanto a lente térmica positiva, por exemplo, em um material de laser Nd:YAG escalona adequadamente de forma linear com a potencia absorvida

a partir de um laser de diodo, a lente térmica, por exemplo, em LiIO_3 , depende da densidade de potência de intracavidade no comprimento de onda de primeiro Stokes e qualquer comprimento de onda Stokes de ordem superior. para LiIO_3 , o coeficiente termoótico (dn/dT) é de $-84,9 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$ em um comprimento de onda de 1 micron (de acordo com a Optical Society of America Handbook of Optics, Ed. Bass, 1995) (mais de dez vezes superior a Nd:YAG e de sinal oposto). Isso significa que a luz que passa através do meio Raman ativo diverge como se estivesse passando através de uma lente convencional com comprimento focal " $-f_R$ ". Com base na medição da lente térmica em um laser Raman LiIO_3 bombeado por lâmpada de arco elétrico, o tamanho da lente térmica negativa em LiIO_3 pode ser tão curto quanto -10 cm (em comparação com o meio Nd:YAG).

No caso de um cristal Raman automático, existe duas fontes de lente térmica, isto é, o processo SRS e o processo de geração de laser. Como consequência disso, a carga térmica é maior nos cristais Raman automáticos, e os efeitos da lente térmica são tipicamente mais extensos do que quando cristais separados são utilizados.

Ambas as lentes térmicas no material de laser e no meio Raman ativo causam impacto nas características de estabilidade do ressonador de forma dinâmica. Adequadamente a posição do material de laser e do meio Raman ativo nas curvaturas da cavidade e/ou refletor (espelho) é tal que o laser é capaz de realizar uma operação estável através de uma faixa suficientemente ampla de combinações para f_L e f_R incluindo o caso especial, no qual:

- a) $f_L = f_R = F_{L\max}$ de forma que a ação do laser possa ser iniciada, onde $F_{L\max}$ é o comprimento focal correspondente à potência de bomba necessária para que a ação do laser seja iniciada (o que pode ser infinito em algumas configurações, e em outras pode ser um valor finito para tornar o ressonador estável), e
- b) $f_R = \text{infinito}$, $f_L > f_{L(\min)}$ (de forma que a ação do laser não interrompa desejavelmente se SRS for interrompido).

Será apreciado pelos versados na técnica que existe um vasto número de diferentes soluções com relação às disposições de cavidade de qualquer dispositivo de laser dependendo das exigências do sistema de laser propriamente dito. Por exemplo, cada solução pode ser encontrada em:

- 5 1. o caso de cavidades dobradas X cavidades lineares;
2. os casos de cristais Raman diferentes (visto que possuem propriedades térmicas diferentes que afetam o comprimento focal f_R);
- 10 3. os casos de cristais de laser diferentes (que formam diferentes f_L); e
4. os casos onde o laser é projetado para operar com baixa potência ou com alta potência

e essas soluções referentes a esses casos são adequadamente especificadas na descrição ou conhecidas dos versados na técnica e que não exigem
15 experimentação adicional.

Será apreciado também que as condições (a) e (b) podem ser verificadas diretamente ou positivamente por testes ou procedimentos conhecidos dos versados na técnica onde, a condição (a) é inerentemente satisfeita se o laser estiver operando, e a condição (b) pode ser testada de
20 uma forma direta operando o laser do dispositivo na ausência de espalhamento Raman. Existem métodos diretos bem conhecidos, o dispositivo no qual o laser pode ser operado na ausência do espalhamento Raman para verificação de se ou não a condição (b) é correspondida, dois dos quais são:

- substituição do acoplador de saída do laser Raman com um
25 acoplador de saída configurado para realizar a operação no comprimento de onda do feixe de laser de cavidade fundamental, isto é, com uma quantidade adequada de transmissão em 1064 nm, digamos 1% no caso de um laser Nd para enviar a luz de 1064 nm, que, por sua vez, reduz a potência de oscilação intracavidade nesse comprimento de onda de forma que qualquer conversão Raman seja suprimida visto que a densidade de potência limite necessária não é alcançada.
30

- Interrupção do feixe de laser intracavidade por vários segundos

(de forma que fR caia para zero) e então o desbloqueio do feixe. Se o lasing recomeçar, então b) é satisfeito. Se o lasing não recomeçar, então a) não é satisfeito.

Adequadamente uma curvatura de pelo menos um dos refletores e/ou posições do material de laser e o meio Raman ativo com relação à configuração de cavidade são tais que os comprimentos focais do material de laser nas potências de entrada de bomba e os comprimentos focais no meio Raman ativo na faixa de potência de saída de laser Raman desejada são mantidas dentro de uma região operacional estável e preferivelmente eficiente. Nas modalidades preferidas isso pode ser alcançado pela otimização da configuração da cavidade como uma função dos comprimentos focais em adição ao posicionamento do material de laser e do meio Raman ativo dentro da cavidade e/ou seleção de uma curvatura de pelo menos um dos refletores, otimizando um ou mais dentre uma separação entre um ou mais refletores, o material de laser e o meio Raman ativo e as características de transmissão do acoplador de saída.

Efeitos adicionais tal como foco de ganho ou foco automático do Raman e/ou feixes de laser podem afetar a estabilidade do ressonador, mas os mesmos são considerados de menor importância do que os efeitos já discutidos.

Nas modalidades preferidas, o laser também é otimizado para as potências de bomba determinadas para obter tamanhos de modo ideais no material de ganho de laser e no meio de ganho Raman e um meio não-linear e potência de saída de laser ideal de forma a obter extração de energia eficiente do material de laser além de uma conversão eficiente através do espalhamento Raman estimulado (SRS) no meio Raman ativo e, se presente, o meio não-linear enquanto mantém a estabilidade de cavidade e evita danos óticos dos componentes de laser, isto é, os vários componentes são combinados com base em seus tamanhos de modo associados. O tamanho de ponto ideal e a densidade de potência no meio Raman ativo podem ser um compromisso entre a maximização da eficiência de conversão e a prevenção de danos óticos. A cavidade é adequadamente otimizada de forma

que o tamanho de modo relativo em cada um dos materiais presentes na cavidade seja tal de forma a fornecer uma saída estável eficiente.

A fim de que o laser Raman opere com eficiência ideal adequada, os parâmetros de desenho chave (isto é, curvaturas de espelho, comprimento de cavidade, posicionamento dos vários componentes) são adequadamente escolhidos de forma que os tamanhos de modo de ressonador no material de laser (A), no meio Raman ativo (B), e no meio não-linear (cristal de duplicação de frequência) (C) sejam quase ideais em um ponto operacional desejado e isto é discutido de forma mais vigorosa na seção de modelagem abaixo.

Para fins da presente discussão, os tamanhos de feixe (raios) nesses meios podem ser denotados como ω_A , ω_B , ω_C , respectivamente. Nos casos nos quais o feixe de laser não é circular, o mesmo é comumente elíptico, e o tamanho de feixe pode ser considerado ao longo dos eixos geométricos longo e curto da elipse. O tamanho de feixe é considerado a distância do eixo geométrico do feixe até o ponto onde a intensidade do feixe cai para $1/(e^2)$ da intensidade do eixo geométrico do feixe. O tamanho de feixe pode variar ao longo do comprimento de um componente em particular. O tamanho de feixe em um componente particular pode ser considerado o tamanho médio do feixe dentro do componente (comumente utilizado para o meio Raman ativo) ou como o tamanho mínimo de feixe dentro dessa componente (comumente utilizado para o material de laser e para o meio não-linear). ω_A é adequadamente combinado por modo com a dimensão da região bombeada do material de laser, isto é, o tamanho de ponto de bomba (ω_P). ω_P pode variar de acordo com a potência da fonte de laser de bomba (por exemplo, um laser de diodo) e a configuração de bombeamento. Por exemplo, um cristal de laser bombeado a partir da extremidade com um laser de diodo de potência baixa (~ 1 W) pode ter um ω_P de aproximadamente 50 a 100 μm . Um cristal de laser bombeado a partir da extremidade com um laser de diodo de 10 a 60 W pode ter um ω_P na faixa de 90 a 700 μm , por exemplo, aproximadamente 100 a 700, 150 a 650, 200 a 600, 300 a 400, 250 a 350, 200 a 375, 90 a 400, 400 a 700, 200 a 400 ou 400 a 600 μm , e pode ter um ω_P de cerca de

90, 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550, 600, 650 ou 700 μm . Um cristal de laser bombeado a partir do lado por um ou mais lasers diodo pode ter um ω_P na faixa de cerca de 500 a 1500 μm . A combinação ideal de modo de ω_P e ω_A é um pré-requisito adequado para permitir a extração eficiente do ganho no material de laser. Quando ω_P e ω_A são combinados em modo, o ponto de feixe de laser de bomba se sobrepõe ao feixe de laser de cavidade dentro do material de laser. Se ω_A for muito pequeno, então (i) o ganho de laser não pode ser extraído de forma eficiente dentro do modo de ressonador TEM_{00} e (ii) o laser pode oscilar nos modos de ordem superior o que é geralmente indesejável. Se ω_A for muito grande, as perdas de difração podem ocorrer no ressonador devido às aberrações na lente térmica associada com o cristal de laser. Esse efeito é indesejável e prejudicial para as potências de bombeamento aproximadamente $\geq 3 \text{ W}$. A razão ω_A/ω_P pode estar na faixa de 0,45 a 1,55, 0,5 a 1,5, 0,6 a 1,4, 0,7 a 1,3, ou 0,75 a 1,25 ou 0,7 a 1,25, ou 0,75 a 1,3, ou 0,8 a 1,2, ou 0,9 a 1,1, ou 0,95 a 1,05. A razão ω_A/ω_P pode ser de cerca de 1,01, 1,02, 1,03, 1,04, 1,05, 1,06, 1,07, 1,08, 1,09, 1,1, 1,12, 1,14, 1,16, 1,18, 1,2, 1,25, 1,3, 1,35, 1,4, 1,45, 1,5, 1,55, 0,99, 0,98, 0,97, 0,96, 0,95, 0,94, 0,93, 0,92, 0,91, 0,9, 0,88, 0,86, 0,84, 0,82, 0,8, 0,75, 0,7, 0,65, 0,6, 0,55, 0,5 ou 0,45, ou pode ser igual a ou cerca de 1.

ω_A pode ser superior a ou igual a ω_P . O tamanho de ponto de bomba pode sobrepor completamente o feixe de laser de cavidade dentro do material de laser. Quando o tamanho do ponto de bomba é combinado por modo com o modo do feixe de laser de cavidade no material de laser no ressonador, a excitação do modo Gaussiano fundamental (TEM_{00}) pode ser o modo principal na cavidade do ressonador, ou pode haver modos transversais de ordem superior presentes. ω_A pode estar na faixa de cerca de 70 a 850 μm , por exemplo, cerca de 100 a 850, 250 a 850, 400 a 850, 550 a 850, 70 a 500, 70 a 300, 70 a 150, 100 a 600, 200 a 500, 100 a 300, 300 a 500, 500 a 700 ou 700 a 850 μm , e pode ser, por exemplo, em torno de 70, 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550, 600, 650, 700, 750, 800 ou 850 μm . ω_B pode ser otimizado para um limite SRS baixo, enquanto ao mesmo tempo os danos óticos ao meio Raman são adequadamente evitados. O valor ideal para

ω_B varia de cristal para cristal visto que (i) cristais Raman ativos diferentes possuem ganhos Raman diferentes e diferentes limites para os danos óticos. Se ω_B for muito grande, então a eficiência de conversão do processo SRS será inferior a ideal. Se ω_B for muito pequeno, então (i) a densidade de po-

5 tência ótica no meio Raman ativo pode se aproximar do limite para danos óticos nesse cristal e (ii) a lente térmica associada com o meio Raman ativo pode se tornar mais aberrada, resultando em perdas de ressonador aumentadas (devido à difração). Valores típicos para ω_B estão na faixa de cerca de 50 a 600 μm , e podem estar na faixa de cerca de 100 a 600, 200 a 600, 300

10 a 400, 250 a 350, 200 a 375, 90 a 400, 100 a 300, 400 a 600, 200 a 400 ou 400 a 600 μm , e pode ser de cerca de 90, 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550 ou 600 μm . ω_C é adequadamente otimizado para uma conversão de frequência eficiente através dos processos de duplicação de frequên-

15 cia e geração de frequência de soma. O valor ideal para ω_C varia de acordo com o tipo de cristal utilizado. Diferentes cristais possuem diferentes coeficientes não-lineares, ângulos de saída e limites de danos. Se ω_C for muito grande, então (i) a eficiência de conversão será menor que a ideal; (ii) o campo ótico na frequência Stokes pode ser "acoplado de forma insuficiente" - nesse caso, os processos não-lineares indesejados tal como geração Sto-

20 kes de ordem superior e foco automático podem ocorrer. Se ω_C for muito pequeno então (i) os danos óticos podem ocorrer no cristal, (ii) o comprimento efetivo da interação não-linear pode se tornar muito curto devido aos efeitos de "saída" e (iii) o campo ótico no comprimento de onda Stokes pode ser "acoplado excessivamente" o que pode resultar na eficiência de conversão

25 reduzida do processo SRS. Valores típicos para ω_C estão na faixa de cerca de 90 a 600 m, e podem estar na faixa de 100 a 600, 200 a 600, 300 a 400, 250 a 350, 200 a 375, 90 a 400, 100 a 300, 400 a 600, 200 a 400, ou 400 a 600 μm , e podem ser em torno de 90, 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550 ou 600 μm . Essa discussão considera que o tamanho do mo-

30 do em A, B e C seja igual para os campos óticos em diferentes comprimentos de onda. Na prática, ω_A , ω_B , e ω_C podem ser ligeiramente diferentes (em < 10%) devido aos efeitos tal como orientação de ganho e foco automático.

Adequadamente, o tamanho do modo (tamanho de feixe) no material de laser é aproximadamente igual ao tamanho de ponto de bomba. Adequadamente, em um meio Raman ativo tal como cristal KGW, BaNO_3 ou LiIO_3 , o tamanho do ponto ω_B é otimizado para realizar uma operação estável e a conversão eficiente de forma que ω_B seja similar a ou menor que o tamanho de feixe ω_A no material de laser. Adequadamente, o tamanho de feixe ω_C no meio não-linear, se presente, é similar a ou inferior ao tamanho de feixe ω_B no meio Raman ativo. Uma situação preferida, portanto, é quando $\omega_A > \omega_B > \omega_C$. As disposições estáveis podem ser alcançadas nas quais $\omega_A > \omega_B$ e/ou $\omega_B > \omega_C$ e/ou $\omega_A > \omega_C$, e/ou $\omega_C > \omega_B$.

Em ressonadores de cavidade acoplados espacialmente nos quais existem cavidades separadas para o feixe de laser de cavidade e o feixe de laser mudado Raman, existe uma exigência de combinação de modo adicional, que o feixe de laser de cavidade e o feixe de laser mudado Raman tenham tamanhos de modo similares no meio Raman ativo. A razão do tamanho de modo do feixe de laser mudado Raman no meio Raman ativo para o tamanho de modo do feixe de laser de cavidade no meio Raman ativo pode estar entre cerca de 0,5 e 2, ou entre cerca de 0,75 e 1,5, 0,8 e 1,25 ou 0,9 e 1,1 e pode ser em torno de 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9, 1, 1,1, 1,2, 1,3, 1,4, 1,5, 1,6, 1,7, 1,8, 1,9 ou 2. Ressonadores acoplados espacialmente podem ser particularmente benéficos para inserção de componentes tal como aberturas, etalons e filtros birrefringentes no ressonador fundamental sem afetar o feixe Raman. Esses componentes podem ser utilizados para várias finalidades incluindo o controle da estrutura de modo transversal do fundamental, controle do número de modos fundamentais longitudinais que oscilam na cavidade, e sintonia do comprimento de onda do feixe fundamental.

Nas modalidades preferidas, os comprimentos focais da lente térmica para o material de laser nas potências de entrada de laser e comprimentos focais de lente térmica do meio Raman ativo na potência de saída de laser são determinados e a posição do material de laser e do meio Raman ativo na cavidade são selecionados para garantir que durante a operação do laser o ressonador esteja estável. Adequadamente, as lentes térmicas

cas para o material de laser podem ser calculadas e então confirmadas pela medição da estabilidade da cavidade. Alternativamente, as lentes térmicas podem ser determinadas por técnicas de medição padrão tal como medições por interferometria de cisalhamento lateral que também podem fornecer in-

5 formação sobre quaisquer aberrações [ver, por exemplo, a técnica descrita em M. Revermann et al., "Thermal lente measurements in an intracavity LiI-O₃ laser", ASSL Conference Proceedings, Fevereiro 2000; J.L. Blows et al., "Thermal lente measurement in line-focus end-pumped neodymium yttrium aluminium garnet using holographic lateral shearing interferometry", J. Appli-

10 ed Physics, volume 83, No. 6, março 1998; e em H.M Pask et al., "Thermal lente in a barium nitrate Raman laser", ASSL Conference Proceedings, Fevereiro 2001].

Adequadamente, pelo menos a posição do material de laser e do meio Raman ativo na cavidade são selecionadas de forma que a combina-

15 ção de potências de lente térmica para o laser e meio Raman se encontrem dentro de uma região operacional estável de uma representação de estabilidade.

Uma representação de estabilidade de uma cavidade simples de dois espelhos é uma representação dos parâmetros g_1 no eixo geométrico y e g_2 no eixo geométrico x de um gráfico. Esses parâmetros podem ser re-

20 presentados pelas equações:

$$g_1 = 1 - L/R_1 \quad (1)$$

$$g_2 = 1 - L/R_2 \quad (2)$$

onde L é a distância entre os dois espelhos, R_1 é o raio de curvatura de um dos dois espelhos, e R_2 é o raio de curvatura do outro.

25

Foi determinado que, para que uma cavidade de ressonador seja estável

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 \leq 1 \quad (3)$$

Se um dentre g_1 e g_2 for negativo e o outro for positivo, seu produto é negativo e a cavidade do ressonador será instável. Se ambos forem

30 positivos ou se ambos forem negativos e se seu produto for inferior a 1, então a cavidade do ressonador será estável.

Se o efeito de lente térmica do material de laser for positivo e o efeito de lente térmica do meio Raman ativo for negativo e se tiverem magnitude similar sob condições operacionais, os mesmos podem reagir um ao outro para garantir que a cavidade do ressonador permaneça estável sob condições operacionais.

A fim de garantir que a cavidade permaneça estável em temperaturas elevadas do material de laser e do meio Raman ativo, o material de laser e o meio Raman ativo possuem vantajosamente efeitos de lente térmica de sinais opostos, e o comprimento da cavidade do ressonador e as posições relativas do material de laser e do meio Raman ativo com relação aos espelhos definindo a cavidade do ressonador são selecionados de forma que os modos de laser não expandam até um ponto no qual a radiação sofra perdas grandes. Dessa forma, a posição do meio Raman ativo com relação às posições do material de laser e os pelo menos dois refletores, o comprimento da cavidade, a curvatura de pelo menos um dos refletores que definem a cavidade, além da combinação dos comprimentos focais das lentes térmicas formadas no material de laser e o meio Raman ativo durante a operação do laser pode ser tal que o ressonador de laser (cavidade) permaneça óticamente estável quando a corrente para o laser de bomba é aumentada de zero para uma potência de laser operacional desejada. A potência operacional desejada pode ser tal que a potência de saída seja superior a 1W.

Uma representação de estabilidade adequada para um ressonador de dois espelhos pode ser determinada como se segue. A matriz de transferência de raio (M) é calculada para um trânsito do ressonador ótico. Os elementos dessa matriz

$$M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$$

permitem que um ressonador equivalente (dois espelhos) seja definido com g-parâmetros equivalentes $g_1^* = A$, $g_2^* = D$ e $L^* = B$. O sistema ótico na cavidade do ressonador pode ser descrito por uma matriz ABCD que é o produto de uma ou mais matrizes ABCD, cada uma das quais corresponde a um elemento ótico através do qual a luz passa. A lei ABCD permite que se calcule

a mudança em um feixe de laser Gaussiano à medida que o feixe passa através de um elemento particular. O determinante da matriz M deve ser a unidade para uma disposição estável da cavidade do ressonador, isto é, $AD - BC = 1$. O regime de estabilidade para a cavidade do ressonador é onde o feixe de laser de cavidade obedece à diferença $|S| \leq 1$, onde, $S = 0,5 \cdot (A - D)$. O modo predominante do feixe de laser de cavidade pode ser um feixe Gaussiano. Um feixe Gaussiano é um no qual o perfil de potência transversal do feixe possui uma distribuição Gaussiana. O parâmetro q de um feixe de laser Gaussiano em uma posição particular em um ressonador precisa satisfazer a lei ABCD; $q = (Aq + B) / (Cq + D)$. As soluções para isso são fornecidas por:

$$\frac{1}{q \pm} = \frac{D - A}{2B} \mp \frac{1}{B} \sqrt{\left(\left(\frac{A + D}{2}\right)^2 - 1\right)}$$

A solução permitida deve ter um componente imaginário negativo. O parâmetro q incorpora o tamanho de modo e a curvatura de feixe, e é descrita em detalhes em B.E.A. Saleh e M.C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, John Wiley and Sons, Nova Iorque, 1991, o conteúdo do qual é incorporado aqui por referência cruzada. O tamanho de modo do feixe de laser de cavidade pode ser determinado ao longo da cavidade do ressonador a partir do parâmetro q.

Em particular, para um sistema possuindo uma lente de comprimento focal f (isto é, potência de refração $1/f$) localizada a uma distância d_1 de um primeiro espelho possuindo raio de curvatura R_1 , e uma distância d_2 de um segundo espelho possuindo raio de curvatura R_2 , os elementos da matriz M são:

$$\begin{aligned} A &= g_1^* \\ B &= L^* \\ C &= (g_1^{**} g_2^* - 1) / L^* \\ D &= g_2^* \end{aligned}$$

onde $L^* = d_1 + d_2 - D^* d_1^* d_2$ e $g_i = D^* d_i (1 - d_i / R_i)$; $i, j = 1, 2$; $i \neq j$.

Textos descrevendo esse método são N. Hodgson e A. Weber, "Optical Resonators", Springer-Verlag London Limited, 1997 e W. Koechner, "Solid-state Laser Engineering", Springer-Verlag, 1992.

A natureza dinâmica do ressonador de laser Raman à medida que a corrente de diodo é aumentada pode ser simulada pelo cálculo de g_1^* e g_2^* para combinações adequadas das lentes térmicas no laser e cristais Raman ativos. Quando representada em uma representação de estabilidade, uma curva pode ser definida. Em um ressonador bem projetado, essa curva se encontra em uma região estável da representação de estabilidade (isto é, $0 \leq g_1^* g_2^* \leq 1$) do ponto onde a ação do laser é iniciada para o ponto correspondente à potência operacional desejada.

Nas modalidades preferidas, um modelo de computador é utilizado para determinar as configurações de cavidade adequadas para um regime de potência particular utilizando diferentes combinações de meios. Em tal modalidade a potência de lente térmica para uma variedade de cristais de meio Raman pode ser medida através de um espaço de parâmetro amplo das potências de saída de laser Raman e os tamanhos de modo e modelada termicamente. Um programa de desenho de ressonador padrão utilizando configurações de 2 espelhos para ressonadores dobrados mais complexos pode então ser utilizado para determinar os tamanhos de modo de laser Raman e fundamental como uma função da potência de bomba permitindo que os ressonadores estáveis sejam projetados para produzir potências de saída nas regiões especificadas de saídas de mWs a multiwatts. A potência de saída pode ser variada pela variação da frequência do feixe de laser de bomba.

No presente contexto, a combinação de modo é o processo de combinação do aqueamento de feixe de laser de bomba no material de laser com o aqueamento de feixe do feixe de laser de cavidade no material de laser. A fim de realizar a combinação de modo do feixe de laser de bomba com o feixe de laser de cavidade, a lei ABCD pode ser utilizada para determinar o tamanho do modo do feixe de laser de cavidade no material de laser e feixe de laser de bomba pode ser focada em ou dentro do material de laser de forma que o tamanho de modo do feixe de laser de bomba combine ou quase combine com o tamanho de modo do feixe de laser de cavidade. Um exemplo da combinação de modo do feixe de laser de bomba com o feixe de

laser de cavidade é fornecido em PCT/AU01/00906, o conteúdo do qual é incorporado aqui por referência cruzada. A combinação do modo pode ser necessária a fim de alcançar a potência ideal do sistema de laser.

O material de laser pode ser bombeado/estimulado por um laser de diodo contínuo (semicondutor) utilizando uma geometria bombeada a partir do lado, bombeada a partir da extremidade única ou bombeada a partir da extremidade dupla. O bombeamento de extremidade do cristal de laser é uma abordagem muito eficiente para gerar a saída de laser Raman ou sua segunda harmônica. Por exemplo, demonstrou-se em trabalhos anteriores que as eficiências de conversão de ótica para ótica tão altas quanto cerca de 10% para o bombeamento de extremidade com uma saída de 18W a partir de um laser de diodo acoplado por fibra para produzir uma saída de laser Raman KGW de frequência dobrada e 1,7W a 579 nm. Em comparação com os cristais de laser bombeados a partir do lado, os cristais de laser bombeados a partir da extremidade geralmente possuem alto ganho e o tamanho de ponto de bomba no cristal de laser pode ser ajustado para combinar com o tamanho de modo de ressonador. No entanto, os cristais de laser bombeados a partir da extremidade também podem dar lugar a lente térmica forte (e divergida), e isso, por fim, limita a capacidade de escalonamento dos lasers Raman bombeados a partir da extremidade.

O bombeamento lateral do cristal de laser pode não resultar em tal eficiência de conversão ótica-ótica tão alta, mas é uma abordagem mais barata, é mais facilmente escalonável e permite maior flexibilidade onde os componentes do ressonador são colocados.

A potência do feixe de laser em cada elemento do sistema de laser deve, no entanto, estar abaixo do limite de dano desse elemento. Dessa forma, a energia do feixe de laser no material de laser deve estar abaixo do limite de dano para esse material de laser em particular, a energia do feixe de laser no meio Raman ativo deve estar abaixo do nível de danos para esse meio Raman ativo em particular e a energia do feixe de laser no meio não-linear (se presente) deve estar abaixo do limite de danos para esse meio não-linear particular. O limite de danos de um elemento em particular

dependerá, entre outras coisas, da natureza desse elemento.

A cavidade do ressonador pode ter uma configuração dobrada ou linear ou outra configuração adequada, por exemplo, cavidade acoplada, cavidade em forma de Z, cavidade em forma de L. Pode ter uma configuração de 5
anel ou pode ser quase concêntrica. Para o caso de ressonadores acoplados espacialmente, o ressonador fundamental pode ter uma configuração de anel e o ressonador Raman pode ser um ressonador linear ou dobrado. A posição do material de laser e do meio Raman ativo em uma configuração escolhida são adequadamente escolhidas para fornecer estabilidade de 10
cavidade para uma ampla faixa de combinações de f_L e f_R .

O material de laser gera de forma adequada feixes de laser em um comprimento de onda fundamental (1064 nm para Nd:YAG) quando estimulado pela luz de bomba de um comprimento de onda adequado, e o feixe de laser fundamental então propaga para dentro do ressonador de laser. 15
Adequadamente o material de laser é formado por um dentre os seguintes cristais: Nd:YAG, Nd:YLF, Nd:vidro, Ti-safira, Érbio:vidro, Rubi, Érbio:YAG, Érbio:YAB, Nd:YAIO₃, Yb:YAIO₃, Nd:SFAP, Yb:YAG, Yb:YAB, Cobalto:MgF₂, Yb:GdVO₄, Nd:GdVO₄, Yb:YVO₄, Nd:YAB, Nd:YVO₄, Nd:YALO, Yb:YLF, Nd:YCOB, Nd:GdCOB, Yb:YCOB, Yb:GdCOB ou outro material de laser adequado. O material de laser pode ser revestido de AR de banda larga para a região de 1 a 1,2 micron para minimizar as perdas do ressonador. Opcio- 20
nalmente, o material de laser é sintonizável em comprimento de onda e capaz de gerar uma saída de alta potência que pode ser travada em modo. O meio Raman ativo permite adequadamente que a radiação fundamental seja convertida em um comprimento de onda de primeiro Stokes (ou maior) atra- 25
vés do processo não-linear de Espalhamento Raman Estimulado (SRS). Dependendo da aplicação, o meio Raman ativo converte de forma adequada o comprimento de onda fundamental em comprimento de onda de primeiro Stokes, em comprimento de onda de segundo Stokes ou em um comprimen- 30
to de onda de Stokes mais altos. O meio Raman ativo pode ser revestido AR de banda larga para a região de 1 a 1,2 micron para minimizar as perdas de ressonador. O meio Raman ativo é adequadamente escolhido com base em

alta transmissão nos comprimentos de onda fundamental e Stokes, mudança Raman útil, seção transversal Raman bem alta, alto limite de danos e disponibilidade em comprimentos que excedam 1 cm e escolhido de forma que o ganho Raman seja adequado. O meio Raman ativo pode ser um cristal e pode ser um cristal único. O comprimento do cristal pode ter entre 0,1 e 9 cm de comprimento, e pode ter entre 1 e 7 cm de comprimento. Uma dimensão típica do cristal é $0,5 \times 0,5 \times y$ cm, onde y é o comprimento do cristal e está na faixa de 1 a 7 cm. Comprimentos maiores de cristal podem ser utilizados onde potências de saída maiores são desejadas visto que o coeficiente de ganho Raman é proporcional ao comprimento do meio de ganho Raman. Alternativamente, um percurso mais longo através do meio Raman ativo pode ser alcançado utilizando-se uma geometria de múltiplas passagens em ziguezague (por exemplo, descrito na patente U.S. No. 5.673.281 de Byer). Adequadamente, o meio Raman ativo é um cristal único de KGW, LiIO_3 , $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ ou outro material Raman ativo adequado tal como KDP (fosfato de dihidrogênio de potássio), KD^*P (deuterado), KTP, RTP, YVO_4 , GdVO_4 , BaWO_4 , PbWO_4 , niobato de lítio e vários tungstatos (KYW , CaWO_4) e cristais de molibdato ou vanadato. Outros cristais Raman ativos adequados são descritos em CRC Handbook of Laser ou no texto "Quantum Electronics", por Pantell e Puthoff. KGW, LiIO_3 e $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, YVO_4 , GdVO_4 , são preferidos. KGW é um cristal biaxial com um alto limite de danos, e é capaz de fornecer mudanças Raman de 768 e 901 cm^{-1} . $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ é um cristal isotrópico com um alto coeficiente de ganho (11 cm/GW com bomba de 1064 nm) levando à operação de baixo limite e pode fornecer uma mudança Raman de $1048,6 \text{ cm}^{-1}$. LiIO_3 é um cristal uniaxial polar com um espectro Raman complexo que depende do corte e orientação do cristal com relação aos vetores de direção de propagação e polarização da bomba e pode fornecer mudanças Raman entre 745 cm^{-1} e 848 cm^{-1} (que são úteis quando se tem por objetivo comprimentos de onda para aplicações específicas, por exemplo, 578 nm, que é útil para aplicações médicas incluindo oftalmologia e dermatologia), mas possui um limite de danos mais baixo (cerca de 100 MW/cm^2) em comparação com $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ (cerca de 400 MW/cm^2). KGW possui um limite de danos

bem mais alto de cerca de 10 GWcm^{-2} . YVO_4 , GdVO_4 são cristais uniaxiais que caracterizam boas propriedades térmicas, altos coeficientes de ganho Raman e alto limite de danos. KGW , $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ e LiIO_3 , YVO_4 e GdVO_4 todos apresentam boas eficiências de inclinação (determinadas pela razão das energias de fóton de Stokes para fundamental) com eficiências de conversão de ótica para ótica de 70 a 80% sendo reportadas para todos os três. O sistema de laser é preferivelmente operado de forma que os danos óticos do meio Raman ativo sejam evitados.

As combinações de meio Raman ativo e material de laser a seguir podem ser particularmente desejáveis: Nd:YAG/LiIO_3 , $\text{Nd:YAG/Ba}(\text{NO}_3)_2$, Nd:YAG/KGW , $\text{Nd:GdVO}_4/\text{LiIO}_3$, $\text{Nd:GdVO}_4/\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, $\text{Nd:GdVO}_4/\text{KGW}$, $\text{Nd:YVO}_4/\text{LiIO}_3$, $\text{Nd:YVO}_4/\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, $\text{Nd:YVO}_4/\text{KGW}$ e Nd:YLF/CaWO_4 . Será apreciado pelos versados na técnica que outras combinações de materiais também podem ser desejáveis dependendo do desenho de um sistema de laser em particular. Um meio não-linear sólido é utilizado para duplicação de frequência do feixe de laser Raman para produzir uma saída em sua segunda harmônica ou outro comprimento de onda de frequência de soma ou frequência diferente. O meio não-linear sólido pode ser localizado na cavidade (cristal de duplicação de intracavidade dobrada localizado dentro do ressonador). Adequadamente, um ressonador dobrado é utilizado, ou um ressonador linear é utilizado que incorpora um espelho intracavidade que transmite os feixes ressonantes (fundamental e Raman) e reflete o feixe visível. Meios não-lineares sólidos adequados incluem um gerador de segunda harmônica (SHG), um gerador de frequência de soma (SFG) ou um gerador de frequência de diferença (DFG). Como exemplos de meio não-linear pode-se mencionar LBO, KTP, RTP, BBO, LiIO_3 , KDP, KD^*P , KBO, KTA, ADP, LiNbO_3 (niobato de lítio) ou LiNbO_3 polarizado periodicamente ou combinações dos mesmos (por exemplo, para gerar lasers verde e amarelo simultaneamente). Adequadamente, um cristal LBO, BBO ou KTP é utilizado. A luz pode ser dobrada em frequência ou somada em frequência pela sintonia de ângulo e/ou controle da temperatura do meio não-linear sólido. Nas modalidades preferidas, a luz é dobrada em frequência de modo a gerar luz amare-

la. Variações típicas no comprimento de luz visível com um cristal LBO cortado para a combinação de fase não crítica tipo 1 com sintonia de temperatura pra aproximadamente 149°C, 40°C ou 0°C incluem 532 nm (verde), 578 a 580 nm (amarelo) e 632 a 636 nm (vermelho). Pela duplicação de frequência
5 cia pode ser possível se gerar comprimentos de onda na região espectral amarela ou laranja adequada para aplicações dermatológicas, oftálmicas, biomédicas, de exibição de percepção remota e exibição visual, e por meio de outros processos tal como geração de frequência de soma, comprimentos de onda adicionais podem ser gerados. O desenho de ressonador pode ser
10 tal que o tamanho do feixe de laser no meio de duplicação seja suficientemente pequeno para permitir a conversão eficiente e grandes potências de saída, mas grande o suficiente para evitar danos óticos. Adequadamente, o meio não-linear sólido é revestido com AR para minimizar as perdas na região de 1 a 1,2 micron e na região visível onde possível. Um cristal LBO re-
15 vestido com AR adequado para uso de intracavidade tem 4 x 4 x 10 mm e para uso extracavidade tem 4 x 4 x 10 mm apesar de outros tamanhos podem ser utilizados.

Preferivelmente, a cavidade do ressonador é definida por pelo menos dois refletores que podem ser dois espelhos pelo menos um dos
20 quais é curvo para fornecer um feixe de laser de saída estável (o outro espelho pode ser plano). Outros refletores adequados que podem ser utilizados na presente invenção incluem prismas ou grades. Mais preferivelmente, pelo menos dois espelhos curvos são utilizados, apesar de se possível se utilizar mais de dois espelhos. No caso de ressonadores espacialmente acoplados,
25 conjuntos diferentes de espelhos podem ser utilizados para ressonar o feixe de laser fundamental e o feixe alterado Raman. Um ou mais espelhos podem ser comuns a ambos os ressonadores. Um espelho adicional pode ser incluído em uma configuração de cavidade linear, por exemplo, um espelho dicróico que é altamente transmissivo nos comprimentos de onda fundamen-
30 tal e Raman alterado, e altamente refletivo no comprimento de onda do feixe convertido por frequência. A vantagem desse espelho intracavidade é que a saída convertida por frequência, que ocorre em dois feixes de propagação

contrária, pode ser basicamente a saída através do acoplador de saída. Espelhos adicionais podem ser utilizados como espelhos de dobra de cavidade, que podem ser dicróicos, e que servem como acopladores de saída para o feixe convertido por frequência, enquanto servem para ressonar os feixes fundamental e Raman alterado. Refletores adequados definindo a cavidade do ressonador podem ser revestidos para permitir a operação com limites Raman mais baixos para Stokes de primeira ordem, ajudando, assim, a suprimir a geração de Stokes de ordem superior e auto-foco. Os espelhos também podem ser revestidos de forma a possuírem alta transmissão nos comprimentos de onda de saída de interesse. Os refletores podem ser fornecidos com revestimento dielétrico especial para qualquer frequência desejada. Os espelhos podem fazer com que a saída de laser seja acoplada fora da cavidade tal como pelo uso de um espelho dicróico de banda larga transmissivo na frequência do feixe de saída, mas adequada e altamente refletivo em outras frequências de modo a causar um acúmulo de intensidades de potência dos feixes na cavidade.

Alternativamente, um divisor de feixe de polarização pode ser utilizado para desacoplar a saída do laser. O raio de curvatura e separação entre os refletores (comprimento de cavidade) e as características de transmissão do espelho de desacoplamento são adequadamente escolhidos para fornecer estabilidade à cavidade para uma faixa suficientemente grande de combinações de f_L e f_R . O raio de curvatura dos refletores é adequadamente selecionado com base no cristal de laser e Raman ativo utilizado (para alguns cristais Raman ativo as potências de lente efetiva positivas do refletor são desejáveis e para outros, as potências de lente efetiva negativas dos refletores são desejáveis). Adequadamente, os espelhos são escolhidos de forma a serem superiores a 99% refletivos nos comprimentos de onda de laser. O espelho de saída pode ser escolhido (para otimizar a saída de primeiro Stokes) de forma a ser entre 10 e 90% refletivo no comprimento de onda Raman com o outro espelho sendo mais de 99% refletivo nos comprimentos de onda Raman. A cavidade do ressonador de laser é adequadamente um ressonador estável que suporta o modo TEM_{00} . Para o laser do-

brado de intracavidade, todos os espelhos/refletores são adequadamente escolhidos de forma a serem >99% refletivos no comprimento de onda fundamental e nos comprimentos de onda Raman. O feixe de laser de frequência dobrada é adequadamente acoplado fora do ressonador através de um
5 espelho dicróico - isto é, um espelho que possui alta transmissão no comprimento de onda de frequência dobrada, mas alta refletividade nos comprimentos de onda fundamental e Raman. Preferivelmente, o ressonador possui três ou mais espelhos/refletores e é configurado de modo que os feixes somados em frequência ou dobrados em frequência que são gerados em
10 ambas as direções no meio não-linear possam ser extraídos de forma eficiente em um único feixe. Em tal configuração, o espelho de extremidade mais próximo do meio não-linear terá alta refletividade no comprimento de onda dobrado em frequência.

Adequadamente, as características de transmissão, o raio de
15 curvatura e a separação dos refletores são personalizados para alcançar uma operação eficiente e estável do laser Raman e quando um meio não-linear sólido é utilizado, para gerar saída nos comprimentos de onda visíveis pela duplicação de frequência ou geração de frequência de soma no meio não-linear. Adequadamente, a curvatura dos refletores e o comprimento da
20 cavidade são otimizados para obter o diâmetro de modo desejado de forma que tamanhos de feixe quase ideais sejam alcançados simultaneamente no material de laser, no meio Raman ativo e no meio não-linear sólido de forma que mudanças nos comprimentos focais do material de laser e no meio Raman ativo como resultado dos efeitos térmicos no material de laser e no
25 meio Raman ativo durante a operação do laser não façam com que os modos de laser expandam até o ponto em que a radiação sofra perdas grandes. O material de laser, o meio Raman ativo e o meio não-linear podem ser posicionados na cavidade como elementos discretos. Alternativamente um ou mais dos componentes podem ser não discretos, um componente realizando
30 a função dupla de ambos o material de laser e o meio não-linear (tal como a duplicação de frequência automática ou materiais de duplicação automática tal com Yb:YAB e Nd:YCOB) ou a realização da função dupla do material de

laser e do meio Raman ativo (Nd:KGW) ou a função dupla do meio Raman ativo e do meio não-linear (tal como pelo uso de um cristal não centro-simétrico tal como LiIO_3).

5 Pelo menos um polarizador pode ser incluído na cavidade e pode ser uma ou duas placas de vidro em ângulo Brewsters e/ou um cubo ou outro polarizador. Tais polarizadores fazem com que o fundamental lase em apenas uma polarização linear. Alguma discriminação de polarização também pode ser introduzida através do uso de espelhos na incidência não normal.

10 Refletores

As propriedades de transmissão dos revestimentos dielétricos nos refletores de cavidade podem ser otimizadas para adequar aos comprimentos de onda de saída do sistema de laser. Dessa forma, por exemplo, quando o sistema compreende um meio não-linear para conversão da frequência do feixe de laser que sai do meio Raman ativo, o refletor pode ser transmissivo para a frequência convertida e refletivo para todas as outras frequências geradas na cavidade. Isso pode ser alcançado pela seleção da refletividade dos refletores que definem a cavidade de forma que a cavidade seja uma cavidade de alta Q ótica (alta "finesse") para todos os comprimentos de onda que precisam ressonar e não uma cavidade q alta (isto é, baixo Q e baixa "finesse") para comprimentos de onda que são enviados a partir da cavidade do ressonador. De forma equivalente, a cavidade é uma cavidade de alta "finesse" para todos os comprimentos de onda que precisam ressonar e não uma cavidade de baixa "finesse" para comprimentos de onda que são enviados a partir da cavidade de ressonador.

A "finesse" da cavidade do ressonador F em um comprimento de onda particular é relacionada com a perda de percurso de retorno do ressonador nesse comprimento de onda e pode ser determinada a partir da equação:

$$F = \frac{\pi\sqrt{1-L_\lambda}}{L_\lambda}$$

30

em que L_λ é a perda da cavidade do ressonador em um comprimento de on-

da particular que compreende fatores de transmissividade de espelho/perda (ou, alternativamente, refletividade do espelho), nesse comprimento de onda além de outras perdas de ressonador (isto é, espalhamento/perdas de reflexo dos elementos da cavidade do ressonador ou outras perdas de retorno).

- 5 As figuras 37a a 37d ilustram exemplos da "finesse" como uma função da perda do ressonador. Uma cavidade de alta "finesse" terá geralmente uma F maior do que cerca de 100 no comprimento de onda particular de interesse. Em outras disposições, a alta "finesse" pode ser superior a $F = 500$ ou superior a $F = 1000$. Uma cavidade de baixa "finesse" (baixo Q) terá tipicamente
- 10 uma F inferior a cerca de 5. A "finesse" F pode ser diretamente relacionada com o fator de qualidade ótica da cavidade (fator Q ótico da cavidade) pelas relações:

$$Q = 2\pi \frac{\text{Energia armazenada}}{\text{Perda de energia por ciclo}} = \frac{\omega_0}{\Delta\omega}$$

e

$$F = \frac{\Delta\omega}{\partial\omega} = \frac{\omega_0}{\partial\omega} \cdot \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = Q \cdot \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = Q \cdot \frac{T}{t_{RT}} = 2\pi \frac{\text{Energia armazenada}}{\text{Perda de energia por retorno}}$$

- onde ω_0 é a frequência de ressonância da cavidade, $\partial\omega$ é a largura de linha (FWHM) da ressonância na frequência de ressonância de cavidade, $\Delta\omega$ é a
- 15 faixa espectral livre da cavidade, $T = 2\pi/\omega$ é o tempo de ciclo ótico, $t_{RT} = k_0 \cdot 2d/\omega_0 = (2\pi n/\lambda_0) \cdot (2d/\omega_0)$ é o tempo de retorno da cavidade e k_0 é o vetor de onda da onda que percorre a cavidade. Note-se que para a presente discussão, os versados na técnica deverão ser capaz de discernir o comprimento de onda ou frequência de ressonância para uso nas equações acima
- 20 quando se referindo aos feixes fundamental, Raman ou de frequência dobrada, como adequado. Informação adicional sobre Q e "finesse" de um ressonador pode ser encontrada em vários textos (tal como, por exemplo, Koehnner "Solid State Laser Engineering", 5ª edição, capítulos 3 e 5).

- Em geral, a cavidade Q se refere ao número de ciclos óticos
- 25 (vezes 2π) antes de a energia armazenada na cavidade cair para 1/e de seu valor original. De forma similar, a "finesse" se refere ao número de idas e

voltas (vezes 2π) antes de a energia armazenada na cavidade cair pra 1/2 de seu valor original. Portanto, Q e "finesse" são figuras similares, porém diferentes de uma cavidade de ressonador. Por exemplo, para uma cavidade de ressonador onde as perdas são dominadas por perdas de espelho, então

5 a cavidade Q pode ser aumentada pelo aumento do comprimento de cavidade, ao passo que a "finesse" é independente do comprimento de cavidade. Tanto "finesse" quanto Q, no entanto, são figuras de mérito para as capacidades de circulação de luz da cavidade do ressonador, e as potências circulantes (P_{circ} em watts) e intensidades (I_{circ} em Watts/cm²) na cavidade podem

10 ser relacionadas com ambas a "finesse" e a cavidade Q;

$$P_{circ} = \frac{F}{2\pi} P_{in}$$

e

$$I_{circ} = \frac{P_{circ}}{A_{mode}}$$

onde A_{mode} é a área de modo do feixe no ressonador. Portanto, pode ser prontamente observado que uma alta intensidade pode ser alcançada pelo aumento da potência circulante (pelo aumento da "finesse") ou

15 pela redução da área de modo.

Portanto, pelo ajuste da cavidade Q, a "finesse" F ou a área de modo dos feixes relevantes na cavidade do ressonador (isto é, fundamental ou Raman), em determinados locais na cavidade (isto é, no cristal Raman ou no cristal não-linear em particular), altas intensidades podem ser realizadas

20 nos cristais relevantes para realizar uma operação de laser eficiente em um comprimento de onda desejado. Em particular, uma alta intensidade circulante do feixe Raman alterado pode ser realizada no cristal não-linear disposto na cavidade para realizar uma conversão não-linear eficiente, por exemplo, > 2% ou entre 2 e 50%, 2 e 40%, 2 e 30%, 2 e 20%, 2 e 10% ou 2 e

25 5% do feixe Raman (a frequência de meio não-linear converte de forma não-linear os aumentos de eficiência de conversão com intensidade crescente do feixe Raman em meio não-linear).

Configuração de Ressonador

Os métodos descritos para a seleção de comprimento de onda

podem ser aplicados aos lasers Raman construídos utilizando-se uma variedade de desenhos de ressonador, incluindo ressonadores de cavidade acoplada, ressonadores de intracavidade compartilhada e ressonadores Raman automáticos.

5 Seleção de Comprimento de Onda

A presente invenção vislumbra uma variedade de métodos nos quais se seleciona a frequência Raman alterada predominante que ressonará dentro da cavidade. Esses métodos incluem:

Semeadura:

- 10 A semeadura pode ser utilizada quando o cristal Raman ativo possui um espectro Raman espontâneo que inclui 2 ou mais picos suficientemente fortes, correspondentes a duas ou mais mudanças Raman. Um meio Raman ativo que é capaz de produzir mais de um comprimento Stokes pode ser semeado pela irradiação do mesmo com um feixe semente de
- 15 comprimento de onda desejado, o dito comprimento de onda sendo um dos comprimentos de onda Stokes do meio Raman ativo. Isso faz com que o meio Raman ativo converta a maioria ou todos os fótons que chegam ao mesmo de material de laser em comprimento de onda do feixe semente. Portanto, o comprimento de onda do feixe de luz de laser de saída pode ser
- 20 selecionado pela seleção de um comprimento de onda adequado de feixe semente. Por exemplo, para se produzir uma luz de laser de saída amarela a 579 nm a partir de um sistema que compreende um material de laser Nd-YAG com um meio Raman ativo KGW, um feixe semente a 1158 nm aplicado ao cristal KGW fará com que o mesmo direcione um feixe de laser de
- 25 1158 nm para o meio não-linear. Se, por exemplo, o meio não-linear for um cristal de duplicação de frequência, isso geraria o feixe de luz de laser de saída amarelo a 579 nm. Alternativamente, se um feixe semente a 1176 nm for aplicado ao cristal KGW, isso faria com que o mesmo direcionasse um feixe de laser de 1176 nm para o meio não-linear. A duplicação de frequên-
- 30 cia pelo meio não-linear geraria então um feixe de luz de laser de saída a 588 nm. O laser semente pode ser um laser diodo de baixa potência ou pode ser um LED ou pode ser algum outro tipo de laser semente. Os lasers diodo

de baixa potência são prontamente disponíveis nos comprimentos de onda desejados. A potência do feixe semente deve ser suficiente para causar uma transição Raman para alcançar o limite e exaurir significativamente o campo fundamental a fim de impedir que outra transição Raman alcance o limite. A

5 potência semente pode estar entre 1 μW e 10 mW, ou entre 10 μW e 1 mW, ou entre 100 μW e 500 μW , e pode ser de cerca de 1, 2, 5, 10, 20, 50, 100, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800 ou 900 μW ou cerca de 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 ou 10 mW, ou pode estar abaixo de 1 μW ou pode estar acima de 10 mW. O ângulo de incidência do feixe semente não é crítico, apesar de po-

10 tências semente maiores poderem ser exigidas se a potência semente for injetada fora do eixo. A semente pode envolver a semente com um feixe polarizado. Isso faz com que o meio Raman ativo converta quase todo ou todos os fótons que alcançam o mesmo a partir do material de laser em po-

larização do feixe semente. Portanto, a polarização do feixe de luz de laser

15 de saída pode ser selecionada pela seleção de uma polarização adequada do feixe semente. Visto que uma polarização particular é associada com uma frequência particular, isso, por sua vez, irá selecionar a frequência particular de luz de laser de saída.

Birrefringência

20 Um cristal Raman ativo birrefringente pode produzir diferentes comprimentos de onda Stokes que são alterados espacialmente com relação um ao outro. Se o refletor que define a extremidade de saída do sistema de laser for curvo, esse refletor pode ser orientado de forma que apenas um comprimento de onda Stokes seja capaz de ressonar dentro da cavidade do

25 ressonador. Pela alteração da orientação desse refletor e/ou cristal Raman ativo, um comprimento de onda particular da luz de laser de saída pode ser selecionado. No caso onde o feixe fundamental não é polarizado, um método preferido pode ser deixar o cristal Raman ativo fixo e mover os espelhos pa-

ra escolher a frequência Stokes particular. No caso onde o feixe fundamental

30 é polarizado, pode ser preferível se girar o cristal Raman ativo e ajustar o espelho a fim de otimizar a ressonância do comprimento de onda desejado da luz de laser.

Seleção de Polarização

Um cristal Raman ativo pode ser capaz de produzir um comprimento de onda Stokes diferente em resposta às diferentes polarizações da luz de laser incidente. Se a luz de laser incidente não for polarizada, tal cristal produziria dois comprimentos de onda separados da luz de laser de saída, cada um polarizado ortogonalmente com relação ao outro. No entanto, se a luz de laser incidente for polarizada, então apenas um comprimento de onda Stokes é produzido, e, conseqüentemente, apenas uma freqüência de feixe de luz de laser de saída é gerado a partir do sistema. O polarizador, que polariza a luz que ressona dentro da cavidade do ressonador, pode ser um polarizador mecanicamente rotativo, ou pode ser um elemento rotativo Faraday ou um elemento rotativo eletroóptico onde a seleção da polarização é realizada eletronicamente. Pela rotação da polarização do polarizador, um comprimento de onda de luz de laser de saída do sistema de laser pode ser selecionado.

Seleção de comprimento de onda direta

Um seletor de comprimento de onda para a seleção direta do comprimento de onda a ser enviado pode ser incorporado na cavidade da invenção. O seletor de comprimento de onda pode, por exemplo, ser um filtro ótico, um prisma, uma grade, um etalon, um filtro de interferência ou algum outro elemento para a seleção do comprimento de onda da luz de laser a ser enviada a partir da cavidade do ressonador. Nesse caso, o comprimento de onda selecionado será enviado a partir da cavidade, e esses comprimentos de onda não-selecionados serão suprimidos ou continuarão a ressonar dentro da cavidade até que, através de vários processos de conversão de comprimento de onda ocorrendo na cavidade, sejam convertidos no comprimento de onda selecionado e enviados a partir da cavidade. O acoplador de saída pode compreender um dos refletores que definem a cavidade, e pode ser seletivamente transmissivo para faixas de comprimento de onda particulares. Por exemplo, o acoplador de saída pode transmitir apenas os dois comprimentos de onda de segundo Stokes e pode refletir os comprimentos de onda de primeiro Stokes e fundamental. O elemento sintonizável

do comprimento de onda ou algum outro elemento pode então ser utilizado para selecionar entre os dois comprimentos de onda de segundo Stokes. Dessa forma, o acoplador de saída pode ser um componente do seletor que é utilizado para selecionar o comprimento de onda a ser enviado a partir da
5 cavidade.

Sintonia

O laser da presente invenção inclui um meio não-linear para a conversão de frequência do feixe de laser de saída a partir do meio Raman ativo. Pode ser desejável se sintonizar o meio não-linear a fim de permitir
10 que o mesmo converta uma frequência particular da luz de laser. Métodos adequados para sintonia do meio não-linear para uma frequência particular incluem:

Sintonia de ângulo

Um cristal birrefringente pode responder a comprimentos de onda diferentes de luz incidente em ângulos diferentes. Dessa forma, se um
15 feixe incidente compreender mais de um comprimento de onda de luz, o comprimento de onda que é alterado pelo cristal pode ser selecionado pela rotação do cristal. Por exemplo, um material de laser NdYAG pode produzir um feixe com comprimento de onda 1064 nm. Se isso for direcionado para um cristal Raman ativo KGW, o cristal KGW pode produzir ambos os com-
20 primentos de onda Stokes de 1158 nm e 1272 nm. Se esse feixe de saída for direcionado para um cristal gerador de segunda harmônica, o comprimento de onda de entrada 1158 nm ou o comprimento de onda de 1272 nm pode ser seletivamente convertido em sua segunda harmônica. Conseqüen-
25 temente, a rotação do cristal pode selecionar entre os comprimentos de onda de saída de 579 nm ou 636 nm (sendo a segunda harmônica de 1158 e 1272 nm, respectivamente). Uma desvantagem desse método é que o arqueamento de feixe para um feixe 1158 nm será em uma posição diferente do para um feixe 1272 nm devido aos efeitos de lente térmica. Dessa forma,
30 a posição do cristal pode ser escolhida como sendo um compromisso entre duas posições ideais, ou para favorecer o feixe cuja potência de saída é a mais crítica para a aplicação final. Alternativamente, um dispositivo pode ser

fornecido para mover o cristal para a posição ideal quando da seleção de um comprimento de onda particular da luz de laser de saída. Uma desvantagem adicional desse método é que os refletores podem precisar ser girados quando da comutação entre os comprimentos de onda da luz de laser de saída.

Sintonia de temperatura

É possível se sintonizar o comprimento de onda ao qual o meio não-linear responderá pela alteração da temperatura do meio não-linear. Dessa forma, nesse exemplo de um material de laser NdYAG com um meio Raman ativo KGW, um meio não-linear pode receber um feixe de entrada compreendendo comprimentos de onda de 1064, 1158 e 1272 nm. A 150 C, o cristal pode responder à luz de laser de 1064 nm para produzir um feixe de saída verde a 532 nm, a 40 C pode responder a uma luz de laser de 1158 nm para produzir um feixe de saída amarelo a 579 nm, e a 0 C pode responder a uma luz de laser de 1272 nm para produzir um feixe de saída vermelho a 636 nm. Uma desvantagem desse método é que a massa térmica do meio não-linear faz com que a alteração entre os comprimentos de onda de luz de laser de saída diferentes seja mais lenta do que para outros métodos. Adicionalmente, pode haver problemas práticos com resistência de materiais de construção a altas temperaturas, e com condensação causada pelas temperaturas subambientais. Como com a sintonia de ângulo, a localização do meio não-linear deve ser um compromisso entre as posições ideais para comprimentos de onda diferentes.

Em uma variação de sintonia de temperatura, o meio não-linear compreende um meio não-linear único, no qual o meio não-linear é cortado de forma que possa ser sintonizado com temperatura para converter uma primeira frequência de luz de laser incidente passando através do meio em um primeiro ângulo, ou uma segunda frequência de luz de laser incidente passando através do meio em um segundo ângulo. O sintonizador pode compreender um sintonizador de temperatura para sintonizar em temperatura o meio não-linear a fim de selecionar qual frequência de luz de laser incidente é convertida. Dessa forma, por exemplo, o meio não-linear pode com-

preender um cristal cortado de forma que seja capaz de dobrar a frequência fundamental no ângulo não refletido (incidente) quando mantido em uma primeira temperatura, e que seja capaz de dobrar a frequência de primeiro Stokes no ângulo refletido quando mantido em uma segunda temperatura.

- 5 Nesse caso, quando o cristal é mantido na primeira temperatura, o fundamental será dobrado para formar uma frequência visível que pode ser enviada a partir da cavidade. Quando o cristal é mantido na segunda temperatura, a frequência fundamental ressonará na cavidade e será convertida pelo meio Raman ativo no comprimento de onda de primeiro Stokes, que pode então
- 10 ser dobrado pelo cristal para gerar uma frequência de saída visível. Essa variação é similar ao método de múltiplos cristais descrito abaixo, onde múltiplos cristais são representados por dois ângulos diferentes dentro do mesmo cristal. O ângulo de bounce pode ser entre cerca de 1 e cerca de 45°, ou entre cerca de 1 e 30, 1 e 20, 1 e 10, 1 e 5, 5 e 45, 20 e 45, 30 e 45, 2 e 10,
- 15 3 e 8, 4 e 7 ou 4 e 6°, e pode ser de cerca de 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45°. Nesse caso o ângulo de bounce é definido como o ângulo entre o feixe incidente e a superfície a partir da qual o mesmo reflete. O ângulo entre o feixe incidente e o ângulo do cristal pode ser inferior a cerca de 10°, ou inferior a cerca de 8, 6, 4, ou 2°, e pode ser de cerca de 0, 1,
- 20 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10. O ângulo pelo qual o feixe é desviado pelo reflexo dentro do cristal pode ser entre cerca de 1 e 90°, ou entre cerca de 1 e 60, 1 e 40, 1 e 20, 1 e 10, 10 e 90, 40 e 90, 60 e 90, 4 e 20, 6 e 16, 8 e 14 ou 8 e 12°, e pode ser de cerca de 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80 ou 90°. A diferença de temperatura entre as duas temperaturas às
- 25 quais o cristal pode ser sintonizado pode ser inferior a 50°C, ou inferior a cerca de 40, 30, 20, 10 ou 5°C, e pode ser entre cerca de 5 e 50, 10 e 50, 20 e 50, 5 e 40, 5 e 20, 5 e 10, 10 e 40, 10 e 20, 20 e 40, 15 e 30 ou 15 e 25°, e pode ser de cerca de 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, ou 50°.

- 30 O corte do cristal pode afetar a magnitude da diferença de temperatura entre as duas temperaturas às quais o cristal pode ser sintonizado. Será compreendido que para um eixo geométrico do cristal particular, o comprimento de onda e saída será uma função da temperatura. Pela esco-

lha do corte de cristal adequado, as curvas o comprimento de onda X temperatura para os diferentes eixos geométricos de cristal se sobrepõem. Como resultado disso, pode se possível se obter duas frequências diferentes de luz de laser convertida (por exemplo, visível) em uma temperatura única, e conseqüentemente, o sistema de laser pode se capaz de produzir múltiplas frequências de saída simultaneamente.

Múltiplos cristais

Um método para se superar pelo menos algumas das desvantagens da sintonia de ângulo e de sintonia de temperatura compreende o uso de uma pluralidade de meios não-lineares individuais. Cada um dos meios não-lineares individuais pode ser constituído do mesmo material que cada um dos outros, ou podem ser constituídos de materiais diferentes ou alguns podem ser constituídos do mesmo material e outros podem ser constituídos de um material diferente. Nesse método, um meio não-linear individual pode ser localizado em ou perto do aqueamento de feixe de cada comprimento de onda de saída do meio Raman ativo. No exemplo de um material de laser NdYAG com um meio Raman ativo KGW, essa saída compreende comprimentos de onda de dois Stokes (1158 nm e 1272 nm) além do comprimento de onda de material de laser (1064 nm). Visto que o meio não-linear precisa ser mantido na temperatura correta para ser ativo (como descrito acima) é possível se dessintonizar um meio não-linear individual pela alteração de sua temperatura. A mudança na temperatura necessária para se fazer isto é bem pequena, e, conseqüentemente, os problemas descritos acima, associados com grandes mudanças e temperatura, podem ser evitados. A mudança de temperatura para dessintonizar um cristal pode ser inferior a cerca de 30°C. Pode ser entre cerca de 0,1 e 30°C, ou entre cerca de 0,5 e 20 ou entre cerca de 0,5 e 10 ou entre cerca de 1 e 30 ou entre cerca de 10 e 30 ou entre cerca de 1 a 30 ou entre cerca de 2 e 10 ou entre cerca de 5 e 10°C, e pode ser de cerca de 0,1, 0,2, 0,5, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 12, 14, 16, 18, 20, 25, ou 30°C ou pode ser superior a cerca de 30°C. Dessa forma, um comprimento de onda da luz de laser de saída pode ser selecionado pela sintonia apenas do meio não-linear individual que corresponde ao do com-

primento de onda. Por exemplo, uma saída verde a 532 nm pode ser selecionada pela manutenção do meio não-linear individual em resposta a 1064 nm (comprimento de onda de material de laser) na temperatura correta para sintonizar, dessintonizar o outro meio não-linear individual.

5 Lasers Raman Automáticos

Um subgrupo de lasers Raman intracavidade são os lasers Raman automáticos, nos quais o cristal de laser também é Raman ativo. A ação do laser Raman automático nos dispositivos comutados por Q tem sido investigada para uma variedade de meios, dos quais o mais promissor é Nd:GdVO₄, Nd:YVO₄, Nd:PbMoO₄ e Nd:KGd(WO₄)₂. Todos esses foram comutados em Q de forma acústico-ótica ou passiva. Pela eliminação da necessidade de se ter um cristal Raman separado, os lasers Raman automáticos podem ter benefícios importantes de perdas de ressonador mais baixas e ressonadores mais curtos, e esses são fatores críticos em um sistema de laser Raman automático cw bombeado por diodo. Existem duas desvantagens significativas associadas com os lasers Raman automáticos, no entanto: primeiro, a carga térmica do cristal Raman/laser é exacerbada pela carga térmica adicional do processo de conversão Raman; e segundo, não existe flexibilidade para se otimizar separadamente os tamanhos de modo no laser e cristais Raman como pode ser necessário para se obter uma melhor eficiência. A escolha do material Raman automático é, portanto, muito importante - o cristal precisa ter boas propriedades térmicas além de um alto ganho Raman. Dos materiais Raman automáticos reportados até hoje, Nd:GdVO₄ e Nd:YVO₄ são amplamente disponíveis, apresentam boas propriedades térmicas e um coeficiente de ganho Raman moderadamente alto de cerca de 4,5 cm/GW.

Dinâmica das Fontes de Laser de Conversão de Frequência e Mudança Raman Simultâneas

O desenho e a realização das fontes de laser com base na conversão Raman e de frequência simultâneas depende de uma total compreensão da dinâmica e do jogo entre os processos não-lineares, a conversão da potência de bomba de diodo em potência no comprimento de onda de

laser fundamental, e sua dependência nos materiais cristalinos escolhidos. As investigações descritas aqui fornecem novos pontos de vista para esse sistema complexo, e permitem que o desenho de uma nova classe de fontes de laser importantes com ruído de baixa amplitude e alta pureza espectral.

- 5 As investigações a seguir formam a base para essa seção de trabalho:

Estudos de Material

- Em todos os dispositivos de laser o material Raman deve ser escolhido após consideração de um número de fatores inter-relacionados: se o ganho Raman está baixo, um comprimento de cristal longo pode ser necessário, limitando o desenho do ressonador; o alto ganho Raman, no entanto, é normalmente associado com uma largura de linha de ganho estreita potencialmente indesejável. Um exemplo dos materiais Raman de amostra que podem ser utilizados incluem KGdWO_4 , BaWO_4 , $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, GdVO_4 e YVO_4 . O uso de diamante sintético nos lasers Raman também está se aproximando da maturidade visto que amostras de alta qualidade se tornam disponíveis e também podem ser um material adequado para uso em uma disposição adicional dos sistemas de laser descritos abaixo.
- 10
- 15

- A informação completa desses materiais Raman é uma importante primeira etapa e estudo detalhado do espectro Raman espontâneo de cada, utilizando um espectrômetro micro Raman, observando o ganho Raman e a largura de linha como uma função da temperatura e orientação é altamente benéfico quando do projeto de um sistema de laser Raman. Além disso, o conhecimento de impurezas de baixo nível no laser e cristais Raman também é benéfico para se identificar e eliminar a fonte de cargas térmicas adicionais que podem ser decorrentes da absorção das impurezas residuais. Garantir as menores perdas por espalhamento possíveis no laser, Raman e materiais de duplicação também é vital para aumentar a eficiência da operação.
- 20
- 25

Investigação temporal e espectral

- Os dispositivos CW com conversão e duplicação de frequência Raman intracavidade simultâneas tal como os sistemas descritos aqui revelam que o laser opera com larguras de banda fundamental e Stokes de mais
- 30

de metade de um nanômetro de largura. O espectro medido através de 50 milissegundos mostra fortes modulações que variam com o tempo. Medições temporais independentes ilustram 10 a 20% de flutuação de amplitude, com pulsação instável de modo transversal e longitudinal. Espectrógrafos rápidos de alta resolução com tempos de aquisição de microssegundos são utilizados para se estudar a dinâmica e as correlações entre os espectros Stokes e fundamental, com comparações feitas com e sem SRS e duplicação intracavidade. Os espectrômetros com 0,1 nm de resolução são utilizados, com etalons e câmeras CCD rápidas disponíveis para monitoramento dos espectros mais estreitos. Além disso, investigação teórica para se solucionar as causas dos espectros fundamental e Stokes amplos independentemente do alargamento homogêneo do ganho de laser e Stokes também é altamente benéfica. Ao longo das experiências, a análise teórica é utilizada para confirmar e acionar a compreensão da importância da largura do espectro Raman e do espectro de ganho na largura de banda de saída e estabilidade: vários materiais de ganho (Nd:YAG, Nd:YVO₄, Yb:YVO₄) combinados com os cristais Raman tal como Ba(NO₃)₂ (largura de linha 0,4 cm⁻¹) e KGW (largura de linha 5,4 cm⁻¹) são particularmente úteis aqui. Isso revelará métodos para estabilização dos espectros dos dispositivos de múltiplos modos discutidos abaixo - alcançando a operação estável, por exemplo, por escolhas de materiais, escolha correta das intensidades relativas das interações de ganho e não-linear para alcançar um equilíbrio estável, ou pela utilização de controle de frequência ampla ou fina tal como filtros birrefringentes, etalons ou cavidades acopladas.

A estabilidade temporal é, obviamente, conectada de forma intrincada a ambas as flutuações espectrais ampla além da competição e flutuações entre os modos longitudinal e transversal e a operação em um modo transversal único será provavelmente uma exigência para se alcançar a estabilidade de amplitude. A estabilização de amplitude ativa nas escalas de tempo kHz e mais baixas pode ser alcançada por retorno de alta largura de banda adequado para o controlador de diodo. A estabilidade temporal nas escalas de tempo MHz e GHz decorrente da competição entre os modos de

cavidade é um problema complexa, particularmente para lasers dobrados intracavidade que são bem conhecidos por sua tendência a modulações fortes "problema verde" na potência de saída. Indicadores anteriores sugerem que uma instabilidade similar de "problema amarelo" opera para os lasers

5 Raman dobrados intracavidade - o problema amarelo é complicado pelos processos não-lineares intracavidade adicionais da conversão Raman, introduzindo outro nível de auto-saturação e saturação cruzada e tempo útil de recuperação. Abordagens similares adicionais aos autores anteriores que solucionam o problema verde, pode ser determinado teoricamente o efeito

10 da etapa de mudança Stokes adicional - o conjunto adicional de campos acoplados resultará em um comportamento mais complexo, e pode permitir novas formas de se estabilizar a operação de laser de múltiplos modos. Experiências para comparar a estabilidade da saída verde e amarela podem ser realizadas com uma única configuração de laser apenas pela alteração

15 do ângulo para o cristal dobrado para mudar entre a saída verde e a amarela para esclarecer adicionalmente esse assunto. O diagnóstico da estabilidade de laser exige detectores e osciloscópios rápidos (uma largura de banda de até 5 GHz está disponível para o projeto) além de etalons Fabry-Perot para diagnosticar o conteúdo do modo longitudinal da saída de frequência. Os

20 métodos de alívio do problema amarelo através de meios não disponíveis para os lasers de problema verde convencionais podem ser adicionalmente desenvolvidos pela utilização dos processos Raman e de duplicação simultâneos, tal como a utilização de um ressonador longo e a orientação do laser para um modo longitudinal único.

25 Alcançando uma alta eficiência

A operação estável deve ser realizada, enquanto também se opera os lasers em um nível razoável e eficiência. É vital se compreender o equilíbrio entre o ganho intracavidade e Raman não-linear e as etapas de conversão de duplicação de frequência a fim de se projetar dispositivos eficientes: os campos intracavidade fundamental e Stokes devem funcionar

30 perto de seu rendimento efetivo ideal acoplando através dos processos Raman e de duplicação de frequência, respectivamente. A modelagem do sis-

tema de laser é benéfica para a compreensão dessas relações complexas e tal modelo é apresentado abaixo para um laser Raman intracavidade CW com um tamanho de feixe superior especificado pelo usuário em cada elemento de cavidade, o comportamento de estado estável do laser. O fluxo de
5 potência de cada comprimento de onda para o próximo depende de um grande número de variáveis tal como o tamanho do modo de cavidade em cada cristal, os materiais e comprimentos de cristal, o formato espectral das refletividades de espelho, e as perdas de cavidade. Esse modelo será utilizado como núcleo de um modelo estendido que prevê a saída de uma cavi-
10 dade particular como uma função da potência de bomba. O modelo calculará as lentes térmicas nos cristais, a forma os modos intracavidade Gaussianos, e os campos fundamenta, Stokes e Stokes dobrado intracavidade. Visto que esses parâmetros são interdependentes, o modelo encontra a solução auto-consistente. O modelo pode ser utilizado adicionalmente para auxiliar na
15 compreensão dos resultados experimentais, e para orientar o desenho dos ressonadores otimizados que levará a uma operação estável e eficiente.

O gerenciamento adequado das cargas térmicas nos cristais e no projeto de ressonadores que são tolerantes a lentes fortes variáveis nos materiais de ganho e Raman também é uma parte importante do processo
20 de desenho, particularmente para dispositivos de alta potência. Desenhos de cavidade adequados para acomodar lentes térmicas fortes podem ser investigados com o software de desenho de laser comercial tal como LASCAD, e utilizados como entrada para o modelo de laser de estado estável descrito abaixo. Uma técnica adicional para se minimizar a carga térmica no cristal
25 de laser é bombear o laser com um comprimento de onda de bomba alternativo com um defeito quatum menor, por exemplo no caso de sistemas de laser com base em Nd, o bombeamento com uma fonte de bomba emitindo em torno de 885 nm em oposição ao bombeamento convencional em torno de 808 nm.

30 Conceitos Descritos

Um ou mais dos conceitos destacados abaixo podem ser incorporados no laser da presente invenção.

Conceito para eficiência aperfeiçoada e potência de saída amarela aumentada (até 1 a 2 W)

Existe um escopo considerável para se aperfeiçoar o desempenho do laser descrito nos exemplos a seguir:

5 Gerenciamento das lentes térmicas nos cristais de laser e Raman através do desenho de ressonador aperfeiçoado (incluindo tamanho de ponto de bomba de laser de diodo, posicionamento e colocação dos componentes [incluindo o cristal de laser, os espelhos do ressonador, o cristal Raman e o cristal de duplicação de frequência] dentro do ressonador de laser, comprimento do ressonador) a fim de otimizar a eficiência de conversão para
10 cada etapa do processo de conversão (isto é, geração de fótons fundamentais, conversão através de SRS, duplicação de frequência), manutenção da estabilidade geral do ressonador, prevenção de danos óticos, e obtenção de saída que seja estável no domínio de tempo.

15 Aperfeiçoamento da eficiência de coleção da luz amarela gerada dentro do cristal de duplicação de frequência através do desenho do ressonador incluindo: 1), o uso de um espelho intracavidade para transmitir o infravermelho, mas reflete luz visível de volta através do duplicador e para fora da saída do espelho de acoplamento, ou 2) o uso de um desenho de ressonador dobrado com um espelho dobrado dicróico [HT para feixe visível e HR para feixes infravermelhos] para direcionar toda a luz visível gerada para
20 fora do ressonador através do acoplador de saída.

A minimização das perdas óticas de ressonador (incluindo as decorrentes do espalhamento e reflexos indesejáveis) pela utilização do polimento das interfaces óticas, desenho adequado de revestimentos dielétricos e melhor prática de fabricação de revestimentos dielétricos aplicados aos espelhos e cristais.
25

O controle da temperatura do cristal Raman, por exemplo, pelo resfriamento com líquido (por exemplo, água, glicol ou outro líquido adequado que pode ser proveniente de um dispositivo de resfriamento recirculante) ou controle TEC, a fim de evitar ou minimizar os efeitos tal como mudança
30 Raman dependente de temperatura, coeficiente de ganho Raman dependen-

te de temperatura, largura de banda de ganho Raman dependente de temperatura ou absorção dependente de temperatura.

5 A utilização de um cristal Raman e/ou cristal de laser com um corte atômico, isto é, cortado e orientado com relação aos eixos geométricos de cristal de forma a minimizar o coeficiente termoóptico, minimizando, dessa forma, a lente térmica.

10 O uso de cristais Raman com níveis muito baixos de impurezas, isto é, cristais Raman altamente puros ou ultra puros, a fim de minimizar a carga térmica que é decorrente da absorção direta da radiação fundamental e Stokes. Os níveis máximos de impureza para íons que absorvem nos comprimentos de onda acima devem ser <1 ppm ou $<0,1$ ppm ou $<0,01$ ppm (partes por milhão). Exemplos desses íons incluem Nd, Yb, Tm trivalentes, mas podem haver também outros íons importantes, particularmente outros íons de terra-rara ou íons metálicos de transição.

15 A seleção dos cristais Raman ativos com baixa absorção linear intrínseca ou absorção de múltiplos fótons em um ou mais comprimentos de onda de bomba, o comprimento de onda fundamental e comprimentos de onda Stokes. Materiais adequados a partir dos quais a seleção pode ser feita incluem diamante, KGW, KYW, BaWO_4 , PbWO_4 , CaWO_4 , $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, LiIO_3 , 20 LiNbO_3 , outros materiais de tungstato e molibdato, e outros materiais Raman conhecidos.

O controle do conteúdo espectral do fundamental (por exemplo, pela utilização de um etalon intracavidade ou por uma técnica de sementeira por injeção) para obtenção de pico ou picos espectrais estáveis na saída 25 Stokes e;ou para aperfeiçoar a estabilidade temporal da saída.

O uso de um sinal semeado por injeção no comprimento de onda Stokes a fim de controlar o acúmulo do campo ótico Stokes, de modo a alcançar a saída Stokes com estabilidade temporal aperfeiçoada.

30 O uso do controle de modo espacial (por exemplo, aberturas) para limitar os modos transversais oscilantes nos comprimentos de onda fundamental, Stokes e segunda harmônica e, dessa forma, aperfeiçoar a estabilidade temporal da saída. Essas aberturas são tipicamente localizadas

dentro do ressonador de laser em uma posição onde não serão danificadas pela potência ótica circulante. Tipicamente, são localizadas onde o tamanho de modo é relativamente grande.

A otimização das interações e acoplamentos entre os campos
 5 óticos nos comprimentos de onda fundamental, Stokes e segunda harmôni-
 ca, de forma a alcançar uma saída temporalmente estável. Meios para isso
 incluem o desenho do ressonador (incluindo o tamanho de ponto de bomba
 de laser de diodo, o posicionamento e colocação dos componentes [incluin-
 10 do o cristal de laser, os espelhos do ressonador, o cristal Raman e o cristal
 de duplicação de frequência]) dentro do ressonador de laser, e comprimento
 do ressonador), o controle espectral e o controle de modo espacial, o contro-
 le térmico dos componentes e a escolha dos componentes (cristal de laser,
 cristal Raman e cristal de duplicação de frequência).

Conceito para operação CW com estabilidade de amplitude a-
 15 perfeiçoada (por exemplo, Lasers Amarelos de Múltiplos Modos e Baixo Ru-
 ído)

Para muitas aplicações, um alto nível de estabilidade de ampli-
 tude é exigido. O nível exigido de estabilidade de amplitude pode ser de
 <5%, <1%, <0,5%, <0,2%, ou <0,1%. As duas causas principais de instabili-
 20 dade de amplitude são instabilidades no espectro de frequência e na distri-
 buição dos modos espaciais.

Uma arquitetura de laser que se provou adequada para a solu-
 ção do problema verde é o desenho de cavidade longa de múltiplos modos.
 Os dispositivos de múltiplos modos são sistemas de laser potencialmente
 25 mais simples, e são capazes de alcançar estabilidades de amplitude de mui-
 to menos que 1% com as larguras de banda de frequência de saída na faixa
 de GHz. As cavidades em escala métrica possuem modos longitudinais ex-
 tremamente próximos de forma que a competição entre os modos ocorre
 entre tantos modos oscilantes que as flutuações de amplitude no geral são
 30 suavizadas. Essa abordagem é a base dos lasers Spectra-Physics Millennia.
 A técnica é bem adequada para laser amarelos, possuindo o benefício im-
 portante de não exigir quaisquer componentes de intracavidade adicionais.

Também é bem adequado para o escalonamento de potência, e configurações de cavidade em forma de Z permitem vários tamanhos de ponto muito variáveis em diferentes partes da cavidade, ideal para a personalização do tamanho de ponto nos cristais de laser, Raman e de duplicação para seus valores ideais.

As cavidades com dobra em Z são adequadas para essa aplicação e podem ser projetadas com comprimento de até aproximadamente 0,5 e 1 m (apesar de os comprimentos de ressonador entre 0,2 a 0,5, 0,2 a 1 m também poderem ser projetados). Com base em uma compreensão da competição espectral e temporal entre a radiação Stokes e fundamental, é possível se alcançar uma operação estável no regime espectral, com a cavidade longa mitigando o problema amarelo. Essa abordagem tem potencial para realização das potências de saída amarelas que excede 10 W.

Como uma alternativa para o desenho de cavidade de ressonador longo, os dispositivos compactos utilizando cavidades curtas da ordem de 5 cm também são desejáveis devido à sua pegada pequena e a conversão Raman automática é particularmente adequada para esses sistemas, devido à redução do número total e, conseqüentemente, do comprimento total dos cristais e superfícies intracavidade dentro da cavidade: perdas reduzidas levarão a uma maior eficiência. Dispositivos extremamente compactos e potencialmente monolíticos são possíveis por espelhos de revestimento diretamente nos cristais. A cavidade curta exacerbará quaisquer flutuações de amplitude de problema amarelo, e o uso do modelo dinâmico pode ser utilizado para aperfeiçoar ainda mais esses dispositivos. A utilização dos elementos intracavidade tal como etalons ou filtros birrefringentes para controlar e parcialmente estreitar o espectro dos campos também pode ser benéfico para a operação com baixo ruído.

Para se alcançar tais níveis de estabilidade de amplitude, uma ou mais das abordagens a seguir podem ser realizadas.

O controle do conteúdo espectral do fundamental utilizando uma técnica interferométrica (por exemplo, pela utilização de um etalon intracavidade ou por uma técnica de sementeira por injeção) para obter o pico ou

picos espectrais estáveis na saída Stokes e/ou para aperfeiçoar a estabilidade de amplitude da saída.

O controle do conteúdo espectral do fundamental utilizando uma técnica dispersiva (por exemplo, uma grade ou prisma).

- 5 O uso de sinal semeado por injeção no comprimento de onda Stokes a fim de controlar o acúmulo de campo ótico Stokes, de forma a alcançar uma saída Stokes com estabilidade temporal aperfeiçoada.

- O uso do controle de modo espacial (por exemplo, aberturas) para limitar os modos transversais oscilando nos comprimentos de onda fundamental, Stokes e segunda harmônica.
- 10

- A otimização das interações e acoplamentos entre os campos óticos nos comprimentos de onda fundamental, Stokes e segunda harmônica, de forma a alcançar a saída temporalmente estável. Meios para isso incluem o desenho do ressonador (incluindo o tamanho de ponto de bomba de laser de diodo, o posicionamento e colocação dos componentes [incluindo o cristal de laser, os espelhos do ressonador, o cristal Raman e o cristal de duplicação de frequência] dentro do ressonador de laser, e o comprimento do ressonador), o controle espectral e o controle de modo espacial, o controle térmico dos componentes e a escolha dos componentes (cristal de laser, cristal Raman e cristal de duplicação de frequência).
- 15
- 20

O uso de um ressonador curto em combinação com um etalon de forma que apenas um modo longitudinal oscile.

- A orientação dos cristais Raman, de laser e de duplicação de forma que as interfaces não sejam normais com relação ao eixo geométrico do ressonador.
- 25

O corte dos cristais de laser, Raman e/ou de duplicação de forma que suas faces sejam precisamente paralelas e possam realizar a função adicional de seleção de modo longitudinal (servindo como etalons).

- A colocação dos cristais de laser, Raman e/ou duplicação em proximidade (tipicamente $<500\ \mu\text{m}$) com um espelho (ou segunda face de cristal) de forma que um espaço de ar e interfaces sejam combinados para formar um etalon, causando, dessa forma, impacto na seleção de modo lon-
- 30

gitudinal.

A união (por exemplo, por união por difusão, colagem, fixação sob pressão e/ou alta temperatura) dos três cristais juntos de modo que formem um "bloco" essencialmente monolítico. O "bloco" de cristais também
5 podendo incorporar revestimentos dielétricos entre os elementos ou em suas extremidades.

Conceito para Lasers Amarelos de Múltiplos Modos e Modo de Baixo Ruído Único CW

Em comparação com os dispositivos de múltiplos modos, os dispositivos de modo único são capazes de obter uma estabilidade muito maior, uma largura de banda de frequência menor, dessa forma, a operação em modo único é uma rota clara para o ruído de baixa amplitude, além de ser desejável para muitas aplicações que exigem largura de linha sub-GHz. As transições de íon de neodímio em hospedeiros cristalinos são predominantemente alargadas de forma homogênea e dessa forma uma operação de modo longitudinal único natural de ambas as radiações fundamental e Stokes pode, em teoria, prosseguir de forma eficiente. As investigações da dinâmica espectral do campo fornecem a capacidade de se escolher os cristais de ganho e Raman que operarão de forma estável nesse regime: com
15 cristais possuindo um amplo perfil Raman e um perfil de ganho estreito fornecendo a menor pressão de alargamento no campo fundamental. Técnicas para o estreitamento da largura de linha do laser amarelo utilizando ambas as cavidades lineares de cavidade longa e curta também podem ser empregadas tal como pela inclusão dos elementos intracavidade de estreitamento de linha, por exemplo, etalons e filtros birrefringentes sintonizáveis. Esses elementos são cuidadosamente projetados para ter um máximo de transmissão correspondente ao pico do ganho de laser além de comprimentos de onda alterados por Stokes correspondentes. Uma disposição de cavidade acoplada também pode ser utilizada para modificar a estrutura geral de modo da cavidade para obter a operação de banda estreita.
20
25
30

A queima de furo espacial nas cavidades de onda retas é o fator principal que tende a empurrar ambos os campos Stokes e fundamenta para

dentro dos modos longitudinais múltiplos. Para se obter a operação de modo longitudinal única mais estável, uma configuração de anel unidirecional de onda em percurso que elimina a queima de furo espacial pode ser empregada para encorajar a operação eficiente do modo único. Lasers anulares apresentam vantagens adicionais de flexibilidade de desenho e insensibilidade a alinhamento, apesar de ser necessário cuidado para se manter a alta "finesse" de cavidade (alto Q de cavidade) necessária para se acionar o processo Raman estimulado. Desenhos de laser anular convencional que utilizam um polarizador, placa de meia onda e elemento rotativo Faraday para forçar a operação unidirecional também podem ser utilizados. O desenho cuidadoso da dependência do comprimento de onda do elemento rotativo Faraday e uma placa de onda de primeira ordem permite a ação de diodo de baixa perda para operar para ambos os campos Stokes e fundamental. Outros meios de baixa perda para fazer com que o laser opere de forma unidirecional de modo que os moduladores acústico-óticos e espelhos de retorno externos acoplem uma direção de volta para dentro de outra também são disponíveis. A operação de modo único também pode ser alcançada com etalons ou sintonizadores birrefringentes.

A sintonia da saída amarela a partir dos lasers linear e anular também é possível e a sintonia através de uma faixa de 1 nm deve ser possível através da sintonia do comprimento de onda do fundamental utilizando, por exemplo, Nd:YVO₄ ou forçando a conversão Raman para longe do pico do espectro de espalhamento Raman espontâneo. Alternativamente, a sintonia da temperatura do cristal Raman permite a sintonia do comprimento de onda sub-nanômetro, utilizando a dependência de temperatura da mudança Raman em alguns cristais. Para faixas de sintonia maiores da ordem de 10 nm, os lasers empregando os materiais de ganho com uma largura de banda de espectro de emissão espontânea grande também podem ser empregados, por exemplo, materiais de ganho possuindo Yb como o íon ativo tal como Yb:YVO₄.

Conceito para saída visível comutável CW

O laser descrito nos exemplos pode ser configurado para produ-

zir saída que é facilmente selecionável entre 2 ou mais comprimentos de onda de saída (por exemplo, 532 nm, 559 nm, 588 nm) pela reconfiguração do cristal de duplicação de frequência (por exemplo, por sintonia de temperatura ou sintonia de ângulo) para alcançar a combinação de fase para a duplicação de frequência do fundamental, duplicação de frequência de Stokes ou soma de frequência dos campos óticos fundamental e Stokes. Os métodos de geração de saída visível selecionável são descritos em outros locais aqui.

Conceito para redução de escalonamento

10 O laser descrito nos exemplos pode ser redesenhado para fornecer um dispositivo de baixo custo, prático e bombeado por diodo adequado para aplicações incluindo o uso de um apontador de laser ou varias aplicações biomédicas. A potência de saída alvo pode ser tão baixa quanto 5 mW. As modificações de desenho podem incluir um ou mais dentre os
15 seguintes:

Uso de um material único (chamado "Raman automático") para fornecer funções duplas de material de laser e material Raman. Exemplos incluem Nd:KGW, Nd:YVO₄, Nd:KYW, Nd:GdVO₄, Nd:BaWO₄ e existem muitas outras possibilidades.

20 Tamanhos de modo de ressonador reduzidos para alcançar altas intensidades nos comprimentos de onda fundamental e Stokes adequados para a obtenção de conversão de frequência eficiente através de SRS e duplicação/soma de frequência.

Fonte de bomba de laser de diodo com alto brilho (isto é, pode ser focada com alta intensidade dentro do meio de ganho de laser fundamental). A fonte pode ser um laser de diodo acoplado por fibra ou um diodo de tira única.

25 Uso de revestimentos de espelho e cristal de alta qualidade que fornecem baixas perdas devido ao espalhamento, e reflexo indesejado ou
30 transmissão indesejada.

Conceito para aumento de escalonamento

O laser descrito no exemplo pode ser redesenhado para forne-

cer um dispositivo prático bombeado por lâmpada de arco elétrico ou bombeado por diodo adequado para aplicações nos campos tal como oftalmologia, dermatologia, exibição de percepção remota e exibição visual. As modificações de desenho podem incluir um ou mais dos pontos a seguir ou os listados acima.

Bombeamento lateral do material de ganho de laser com diodos ou lâmpada de arco elétricos para distribuir a carga térmica através de um grande volume de material de ganho de laser, aliviando, assim, os efeitos tal como lente térmica.

Conceito para o rendimento UV CW através da duplicação de frequência de segundo estágio

O laser descrito no exemplo pode ser dobrado por frequência (isto é, segundo estágio de duplicação de frequência) para fornecer uma fonte de UV CW da saída nos comprimentos de onda tal como 289 nm nas potências de saída variando entre 1 mW, até 100 mW. A obtenção disso pode incluir uma ou mais das seguintes etapas.

Foco da saída amarela (por exemplo, em 588 nm) a partir do laser Raman de frequência dobrada em um cristal de duplicação de frequência adequado para gerar uma saída UV (por exemplo, a 289 nm). Um cristal adequado por ser BBO.

Acoplamento da saída amarela (por exemplo, em 588 nm) em um ressonador de alto Q separado (alta "finesse") contendo o cristal de duplicação (por exemplo, BBO). Os efeitos de aprimoramento de ressonância (em 588 nm) dentro da cavidade separada podem fazer com que a luz UV seja gerada com maior eficiência.

Incluindo um segundo duplicador de frequência no ressonador de laser Raman, e o desenho do ressonador de forma a (1) alcançar um pequeno arqueamento de feixe no segundo cristal de duplicação, (2) permitir que a luz amarela circule dentro da parte do ressonador que contém o segundo cristal de duplicação de frequência (3) permitir que a luz UV seja coletada e enviada a partir do laser Raman.

Exemplos

Exemplo 1: Laser Raman de Onda Contínua Dobrado Intracavidade

Sumário

A operação de onda contínua em 588 nm de um laser Nd:GdVO₄, dobrado intracavidade (LBO), alterado por Raman (KGW), e bombeado por diodo é reportada. A potência máxima de saída cw em 588 nm foi de 320 mW quando bombeada com 18W a partir de um diodo acoplado por fibra a 808 nm. Um laser Nd:GdVO₄ mudado por Raman (KGW), dobrado intracavidade (LBO), bombeado na extremidade por diodo, simples e eficiente é descrito representando uma fonte amarela com base em laser Raman cristalino CW.

Experiência

Um ressonador plano-plano ilustrando a disposição do sistema de laser do presente exemplo é observado na figura 1. O ressonador 100 foi unido por um espelho de entrada plano 101 de 2 mm de espessura, revestido com 85%T a 808 nm, HR (0,09%T) a 1064 nm, 0,4%T a 1176 nm e com 93%T a 588 nm, e para operação em 588 nm um acoplador de saída plano 103 com o mesmo revestimento. A fonte de bomba 105 foi um laser de diodo acoplado por fibra de 30 W ($\phi = 400\mu\text{m}$, NA $\sim 0,22$) operando a 808 nm com a fibra ótica 107 para distribuição do feixe de bomba 109. A luz de bomba acoplada por fibra 109 foi representada em imagem em um material de ganho 111 com um par de lentes plano-convexas 113 e 115 com uma ampliação efetiva de 0,9 a 1,2, resultando em um raio de bomba de 180 a 200 μm no material de ganho 111. Na presente disposição, o material de ganho é um cristal de corte a 0,3 at.% Nd:GdVO₄ (3x3x10mm) com revestimentos anti-reflexo de banda larga na faixa de comprimento de onda de 1064 a 1176 nm, apesar de outros materiais de ganho adequados poderem ser substituídos como será apreciado pelos versados na técnica.

A mudança Raman foi obtida utilizando-se um material Raman 117, que na presente disposição foi um cristal KGW com dimensões de 5x5x25 mm, cortado para propagação ao longo do eixo geométrico Np e revestido AR a 1064 a 1200 nm, apesar de outros materiais Raman adequados poderem ser substituídos como será apreciado pelos versados na técnica.

ca. A conversão não-linear intracavidade da radiação Raman gerada no meio Raman 1117 foi obtida utilizando-se um material não-linear que na presente disposição foi um cristal LBO, combinado em fase de maneira não crítica ($\theta = 90^\circ$, $\phi = 0^\circ$), de 3x3x10 mm, de temperatura controlada, tipicamente a 45 C revestido AR a 1064 a 1200 nm, apesar de outros materiais de conversão não-linear adequados poderem ser substituídos como será apreciado pelos versados na técnica.

A operação de laser no comprimento de onda fundamental do material de ganho 111 (1063 nm para o cristal Nd:GdVO₄) foi investigada utilizando-se um acoplador de saída plana 5%T 103. A estabilidade de cavidade foi obtida pela lente térmica induzida no cristal Nd:GdVO₄.

Sem o material Raman 117 ou outro material não-linear 119 (respectivamente, os cristais KGW e LBO) no lugar, e enquanto utilizando um acoplador de saída plana 5%T 103, com ou sem o comprimento do ressonador 100 determinado em um comprimento de cavidade de aproximadamente 45 mm, um Maximo de 14,4 W de saída a 1063 nm foi obtido com polarização horizontal. A potência de saída fundamental do feixe de laser fundamental a 1063 nm aumentou de forma linear a partir do limite até a potência de bomba máxima de 26W da radiação de bomba incidente 109. Com potências de bomba inferiores a emissão de laser foi observada para oscilar entre linhas ortogonalmente polarizadas em 1053,2 e 1065,5 nm. A substituição do acoplador de saída para um alto refletor plano (utilizado para o restante das experiências) 2,31 W de saída foram obtidos, indicando claramente que essa ótica não foi, de forma alguma, revestida de forma ideal a fim de obter o Q Maximo de cavidade para os dois processos não-lineares.

A introdução do material Raman 117, nessa disposição um cristal KGW de 25 mm de comprimento, na cavidade do ressonador 100 forneceu um limite Raman para 6,6 W de potência de bomba incidente em comparação com um limite de 0,7 W para a radiação fundamental a 1063 nm. Limites inferiores parecem possíveis com tamanhos de modo reduzidos e foram demonstrados como sendo da ordem de 1 W em um laser Raman automático Nd:KGW. A disposição descrita aqui, no entanto, foi otimizada para

uma potência de saída máxima. Nesse caso, 1563 mW a 1176 nm foi obtido para uma potência de bomba máxima de 20,4W (32,5A) antes de danificar os revestimentos do cristal KGW 117. A potência Raman aumentou de forma linear com a potência de bomba apesar de se tornar tipicamente bem instável perto do máximo. A baixa estabilidade de amplitude foi atribuída a uma combinação de ruído espectral do fundamental em 1063 nm (emissão foi observada e pulou por aproximadamente 0,6 nm) além de pulo entre as transições em 1063 e 1065 nm e à dinâmica das lentes térmicas do meio Raman 117 e de ganho 111 resultando em modos espaciais mais altos de oscilação intermitente. Deve-se notar, no entanto, que as potências reportadas incluem apenas as medidas através do acoplador de saída 103 e visto que o espelho de entrada 101 e o acoplador de saída 103 apresentavam os mesmos revestimentos, é razoável se esperar que a potência Raman total seja o dobro do valor medido, nesse caso, 3,12 W. Por motivos de comparação, 10,3W do fundamental foram obtidos nessa potência de bomba utilizando o acoplador de saída 5%T indicando uma eficiência de conversão de fundamental para Raman de cerca de 30%. Aperfeiçoamentos podem certamente ser esperados pela otimização dos revestimentos de espelho e, em particular, o aumento do acoplamento de saída a 1176 nm.

O objetivo da presente experiência foi, no entanto, se obter uma operação CW próxima de 588 nm. Isso foi alcançado utilizando-se o cristal LBO combinado por fase de forma não crítica tipo I 119 para converter os comprimentos de onda Raman sem introduzir qualquer rotação de polarização ou birrefringência para a cavidade. Utilizando-se esse material também é possível se comutar entre a duplicação da mudança Raman em 1176 nm (1176 $\rightarrow$ 588 nm com a temperatura do LBO determinada para $\sim 45^{\circ}\text{C}$), para a duplicação da transição fundamental (1063 $\rightarrow$ 532 nm, em uma temperatura de LBO de $\sim 150^{\circ}\text{C}$) para a mistura de frequência de soma dos comprimentos de onda fundamental e Raman (1063 + 1176 $\rightarrow$ 560 nm, a uma temperatura de LBO de 80°C).

O material LBO não-linear 119 utilizado na presente disposição foi um cristal LBO de 10 mm de espessura, portanto, exigindo o comprimen-

to de cavidade de ressonador 100 estendido por aproximadamente 17 mm (comprimento total da cavidade, 62 mm) para acomodar o acessório de cobre controlado por temperatura (não ilustrado). Com a temperatura do cristal LBO 119 determinada para 45°C, uma potência máxima de saída de aproximadamente 320 nW com um comprimento de onda de 588 nm foi obtida, sob alinhamento crítico, com 17,6W da potência de bomba incidente. O monitoramento dos comprimentos de onda Raman e fundamental com um OSA de banda estreita, o ruído espectral rápido foi observado com potências de saída maiores obtidas quando a largura de banda Raman total foi estreita. Tipicamente, no entanto, nessa potência de bomba apenas 200 nW foram obtidos com ruído considerável visto que os comprimentos de onda fundamental e, dessa forma, os comprimentos de onda Raman/visível pulariam entre os possíveis modos longitudinais da largura de banda de ganho Nd:GdVO₄.

Para se alinhar os campos óticos dos campos fundamental, Raman e SH para a disposição de três cristais do presente exemplo de sistema de laser Raman (isto é, para um sistema Nd:YVO₄/KGW/LBO ou Nd:GdVO₄ de corte a), o seguinte procedimento foi realizado:

Com o cristal Raman e os cristais de duplicação removidos, Nd:YVO₄ é orientado de forma ortogonal para o eixo geométrico de lasing de forma que a polarização de saída seja paralela a uma direção "conhecida", por exemplo, paralela ao plano da tabela ótica. Esses cristais de laser são conhecidos por laser em paralelo com o eixo geométrico c do cristal ou em paralelo com o eixo geométrico a do cristal. Para uma operação otimizada a saída fundamental deve ser polarizada em paralelo com o eixo geométrico c do cristal (pi-polarizada). O eixo geométrico de polarização fundamental correto é garantido pela operação do laser com uma transmissão de acoplador de saída suficientemente alta impedindo a oscilação na polarização fundamental de ganho inferior paralela ao eixo geométrico a (sigma-polarizada).

Com a emissão fundamental corretamente orientada e o espelho de entrada e o acoplador de saída substituídos por espelhos altamente refle-

tores em ambos os comprimentos de onda fundamental e Raman esperados, e, com a inclusão do cristal ativo Raman e de forma que o processo Raman seja iniciado, o cristal Raman (especificamente KGW, nesse exemplo) é girado de forma ortogonal ao eixo geométrico de lasing (para um cristal cortado ao longo do eixo geométrico N_p) de forma que o eixo geométrico N_m do cristal Raman seja paralelo ao eixo geométrico de polarização fundamental. Para uma operação mais eficiente isto é crítico.

Para se obter a duplicação de frequência, um cristal de duplicação de frequência é adicionado à cavidade do ressonador. A saída visível otimizada é obtida pelo alinhamento da polarização do comprimento de onda Raman em paralelo com o eixo geométrico normal do cristal LBO.

Nas disposições preferidas, o meio de ganho de laser, o meio Raman ativo e o meio não-linear são, cada um, cristais paralelos planos. Dessa forma, a cavidade do ressonador possui um eixo geométrico de ressonador ao longo do qual os feixes fundamental e Raman se propagam dentro da cavidade em um modo de cavidade respectivo ao longo do eixo geométrico do ressonador, as superfícies paralelas planas do material Raman de estado sólido paralelo plano se encontrando no eixo geométrico do ressonador; e onde as superfícies paralelas planas são alinhadas de forma a serem substancialmente perpendiculares ao eixo geométrico do ressonador de forma que quaisquer reflexos óticos dos feixes fundamental e Raman a partir das superfícies paralelas planas dos cristais intracavidade sejam refletidos para dentro do respectivo modo de cavidade e continue a se propagar para dentro da cavidade do ressonador. O desvio angular do plano normal para cada uma das superfícies paralelas planas dos cristais intracavidade com o eixo geométrico do ressonador é inferior a 1 grau e pode estar na faixa de 0,05 a 1 grau (tipicamente em torno de 0,1 grau).

As figuras 2a e 2b ilustram representações da segunda harmônica (588 nm), Raman (1176 nm), fundamental (1063 nm) e potência de saída total como uma função da potência de bomba incidente para duas incidências de operação diferentes "1" e "2" (as potências "min" e "max" registradas nas figuras são os extremos da potência de saída obtida no comprimento de

onda particular e a potência de diodo, enquanto a otimização dos ajustes no alinhamento do ressonador de laser foi realizada). A partir desses resultados, pode-se observar que a potência de saída total não aumenta mais de forma linear em uma potência de bomba incidente superior a cerca de 13 W, enquanto a segunda harmônica do Raman se torna instável em aproximadamente 15W de potência de bomba. Isto é basicamente devido à lente térmica no meio de ganho Nd:GdVO₄ visto que a lente térmica induzida aciona o laser para dentro do regime instável. Inicialmente, no entanto, modos transversais de ordem superior começam a lase causando instabilidades espectrais e espaciais no laser o que, por fim, resulta em danos aos revestimentos LBO ou KGW. Deve-se notar também que, como com a potência Raman, as potências reportadas são apenas as medidas através do acoplador de saída apesar de o espelho de entrada e o acoplador de saída possuírem o mesmo revestimento, é esperado que essas potências sejam provavelmente o dobro das reportadas.

A fim de se superar a lente térmica forte de modo a testar o potencial para a operação de maior potência, que pode ser alcançada através de um desenho de cavidade otimizada com uma lente intracavidade ou espelhos de cavidade curvados de forma adequada, a bomba foi cortada utilizando-se um cortador mecânico próximo ao diodo acoplado por fibra. Utilizando-se uma lâmina do cortador com um ciclo de tarefa de 50% a bomba foi cortada com uma taxa de repetição de aproximadamente 200 Hz.

A figura 3a ilustra as representações da segunda harmônica (588 nm), Raman (1176 nm) e fundamental (1063 nm) e a potência de saída total como uma função da potência de bomba incidente. Utilizando-se essa abordagem, um máximo de 346 mW a 588 nm, com 21,6W de potência de bomba incidente máxima foi alcançado. É interessante se notar que a potência de saída máxima aumentou de forma linear nesse caso com as aberrações térmicas muito reduzidas.

Como observado na figura 3a, um limite Raman claro é observado com um aumento linear inicial na potência de saída com a potência de bomba, como esperado, seguido por "fixação" da potência Raman à medida

que a conversão não-linear se torna significativa, exaurindo efetivamente o campo Raman intracavidade. A potência de 588 nm por outro lado aumenta quadraticamente a partir do início do lasing Raman com um aumento linear nas potências de bomba mais altas. Deve-se notar que, visto que a potência de bomba média foi apenas metade do caso CW verdadeiro (devido ao ciclo de tarefa de 50%), esse laser foi extremamente eficiente considerando-se as necessidades para se superar o limite para o meio de ganho, o limite para o ganho Raman e as perdas de espalhamento das 8 superfícies intracavidade. A eficiência de conversão de fundamental otimizado para segunda harmônica do Raman foi de 6,2% ou 12,4% levando-se em consideração o espelho de entrada e o acoplador de saída que apresentavam o mesmo revestimento. Em termos de retardo para Raman em comparação com o fundamental, esse foi de aproximadamente 25 μ m na potência máxima de bomba indicando aproximadamente 50000 idas e voltas de cavidade em comparação com centenas de idas e voltas para o fundamental. Eficiências claramente aperfeiçoadas para a operação CW verdadeira através de e além do caso cortado são possíveis. É interessante também se notar que a dinâmica da interação entre as saídas fundamental, Raman e Raman dobrada varia com a potência de bomba. O registro simultâneo de amplitude de diferentes comprimentos de onda, como ilustrado nas figuras 5a e 5b, ilustra que com baixas potências de bomba as potências Raman e de 588 nm estavam em fase e não perturbaram a potência fundamental, enquanto estavam perto da potência de bomba máxima, antes de danificar o cristal LBO, as potências de saída Raman e 588 nm estiveram fora de fase à medida que LBO exaure a potência Raman, que, por sua vez, permite que o fundamental aumente.

Discussão

Os resultados apresentados acima demonstram que a operação de laser amarelo CW eficiente é possível utilizando-se uma combinação de dois processos não-lineares com um meio de laser de alto ganho. As potências de saída de onda contínua de mais de 1W a 588 nm devem ser obtidas a partir de uma única saída pela otimização da geometria do ressonador a fim de se evitar as limitações de lente térmica. Até agora foram obtidos 346

mW cortados a 200 Hz com uma potência média de bomba de apenas 11,1 W levando-se em consideração apenas a potência do acoplador de saída, apesar de visto que o espelho de entrada e o acoplador de saída são idênticos, essa potência pode ser o dobro. Adicionalmente, levando-se em consideração o fato de uma potência de bomba máxima de aproximadamente 26W ter sido utilizada, e visto que a potência a 588 nm aumentou de forma linear (eficiência de inclinação de 8,5%) na potência máxima de bomba, previu-se que é possível se obter aproximadamente 1,5W em 588 nm, sem levar, ao menos, em consideração a otimização do acoplador de saída - transmissões de espelho de entrada. Claramente essa abordagem realizada na presente descrição tem escopo considerável para aperfeiçoamento e, de acordo com os constantes aperfeiçoamentos no brilho da fonte de bomba de laser de diodo, é possível que a onda contínua e, na verdade, as fontes visíveis comutáveis de comprimento de onda abrangendo de 500 a 600 nm possam resultar da abordagem utilizada.

Sumário

Um laser Raman em estado sólido, amarelo, de onda contínua gerando até 320 mW em 588 nm foi demonstrado com uma conversão otimizada de 1063 nm para 588 nm de aproximadamente 3%. A fim de se superar as limitações térmicas no meio de ganho Nd:GdVO₄, a potência de bomba foi modulada a 200 Hz com um ciclo de tarefa de 50% resultando em potências amarelas aumentadas com mais do dobro de eficiência (6,2%, 1063 a 588 nm). Com a otimização do desenho da cavidade e o revestimento de espelho, aperfeiçoamentos significativos nesse resultado são esperados).

Exemplo 2: Laser Raman Automático CW de Freqüência Dobrada Intracavidade

O laser Raman automático cw de freqüência dobrada intracavidade com base em uma combinação de Nd:GdVO₄/KGW bombeado por diodo foi obtido, com o laser gerando 704 mW em amarelo a 588 nm.

A configuração da presente disposição do laser Raman é ilustrada na figura 6. A fonte de bomba 201 foi um laser de diodo 808 nm acoplado por fibra de 30 W ($\phi=400\ \mu\text{m}$, NA ~0,22), representado em imagem com am-

pliação unitária através do espelho de bomba 203 em um cristal Nd:GdVO₄ 205 (3x3x10 mm), corte a 0,3 at.%, revestido AR (1064-1200 nm). As potências de bomba de diodo mencionadas se referem às potências incidentes no cristal de laser 205. A mudança Raman foi obtida pela utilização de um
 5 cristal KGW 207 com dimensões de 5x5x25 mm, revestido AR para quase infravermelho e cortado e orientado para propagação ao longo do eixo geométrico N_p com o plano de polarização paralelo a N_m. KGW foi selecionado por suas propriedades térmicas superiores, bom coeficiente de ganho Raman, e alto limite de danos. A geração de segunda harmônica (SHG) da linha Stokes de 1176 nm foi obtida utilizando-se um cristal LBO 209 de tem-
 10 peratura controlada (~45 C), 3x3x10 mm combinado em fase de forma não crítica ($\theta=90^\circ$, $\phi=0^\circ$) revestido AR em 1064 a 1200 nm.

O ressonador 211 foi formado por um par de espelhos planos 203 e 213, cada um possuindo alta transmissão nos comprimentos de onda
 15 de diodo (808 nm) e amarelo (588 nm), e alta refletividade nos comprimentos de onda fundamental (1063 nm) e primeiro Stokes (1176 nm). Dois conjuntos de espelhos 203 e 213 foram utilizados nas experiências. O conjunto de espelho A, para operação no comprimento de onda Stokes, e também para o amarelo, possuía, cada um, revestimentos com 85%T a 808 nm, 0,09%T em
 20 1063 nm, 0,4%T em 1176 nm e 93%T em 588 nm. O conjunto de espelhos B, utilizado para obter potências de amarelo mais altas, possuía, cada um, revestimentos com 96%T a 808 nm, <0,006%T a 1063 nm, <0,004%T a 1176 nm e 95%T a 588 nm. A estabilidade do ressonador foi alcançada por meio de uma lente térmica positiva forte no cristal de laser 205 (o compri-
 25 mento focal da lente térmica formado no cristal Nd:GdVO₄ com 21 W de potência de bomba incidente foi estimado como sendo +66 mm. a partir das medições de estabilidade de ressonador quando operando no comprimento de onda fundamental apenas com 5% de acoplamento de saída). O comprimento da cavidade do ressonador 211 foi mantido em um mínimo e no pre-
 30 sente exemplo tem um comprimento de 45 mm para operação a 1176 nm (Nd:GdVO₄ e KGW apenas) e 62 mm para operação a 588 nm (com cristal LBO 209 incluído na cavidade do ressonador 211).

Para se alinhar os campos óticos dos campos fundamental, Raman e SH para a disposição de dois cristais do presente sistema de laser Raman automático ilustrativo, (isto é, para um sistema Nd:YVO₄/LBO ou Nd:GdVO₄/LBO de corte a), o procedimento a seguir foi realizado: Nd:YVO₄ é orientado de forma ortogonal para o eixo geométrico de lasing de forma que a polarização de saída seja paralela a uma direção "conhecida", por exemplo, paralela ao plano da tabela. Esses cristais de laser são conhecidos por lase em paralelo para o eixo geométrico c do cristal ou em paralelo ao eixo geométrico a do cristal. Para uma operação otimizada a saída fundamental deve ser polarizada em paralelo com o eixo geométrico c do cristal (pi-polarizada). O eixo geométrico de polarização fundamental correto é garantido pela operação do laser com uma transmissão de acoplador de saída suficientemente alta impedindo a oscilação Raman, além de a polarização fundamental de ganho inferior paralela ao eixo geométrico a (sigma-polarizada). Com a emissão fundamental corretamente orientada o cristal LBO é orientado de forma que o eixo geométrico normal do cristal LBO seja paralelo à direção de polarização fundamental.

Operação de Laser CW a 1176 nm (conjunto de espelhos A)

A figura 7 ilustra a saída Stokes 215 como uma função da potência de bomba, juntamente com o fundamental residual 217 que se torna fortemente exaurido acima do limite para SHG. Como pode ser observado na figura 7, o limite para lasing no fundamental ocorreu para a potência de 0,7 W do diodo de laser, e o limite Raman foi observado como sendo igual a 6,6 W da potência de bomba incidente. Acima do limite, a potência Raman de primeiro Stokes de 1176 nm aumentou de forma linear com a potência de bomba, alcançando 1563 mW a partir do espelho de saída 213 para uma potência máxima de bomba de 20,4W, limitada pela instalação de danos de revestimento. Nota-se também que a transmissão do espelho de entrada 203 pode ser igual à do espelho de saída 212 ($\phi,4\%T$ a 1176 nm), dessa forma, aproximadamente 1,5W da potência Raman foram perdidos a partir do espelho de entrada 203. A transmissão do acoplador de baixa saída a 1176 nm (0,4%) em comparação com as outras perdas de ressonador (esti-

madadas como estando entre 1% e 2%) limitou substancialmente a saída de laser Raman que poderia ser obtida; claramente a otimização do acoplamento de saída com relação a outras perdas aperfeiçoaria as potências de saída com potencial para envio pelo menos nas proximidades de 3W.

5 Operação de Laser CW a 588 nm (conjunto de espelhos B)

O acoplamento de saída não-linear através da duplicação de frequência do campo ótico Stokes é particularmente bem adequado para a extração do campo ótico Stokes de forma eficiente. Limites baixos são possíveis devido à cavidade de alto Q (alta "finesse") em ambos os comprimentos fundamental e Stokes, enquanto em potências fundamental e Stokes circulantes mais altas, perdas são dominadas por conversão não-linear para visível, que é acoplado a partir do ressonador através de um espelho de extremidade dicróico.

A figura 8 ilustra a potência de saída amarela cw (quadrados sólidos 219) a 588 nm como uma função da potência de bomba de diodo incidente no cristal de laser. Foi observado que, com uma potência de bomba de 15,5 W, a saída visível cw 219 foi estável a 704 mW, com ruído de amplitude de pico para pico que se aproxima desse limite de estabilidade. Note-se que uma potência amarela similar teria sido perdida através do espelho de entrada ou teria sido absorvida no cristal de laser Nd:GdVO₄ ($\alpha_{588\text{nm}} > 2 \text{ cm}^{-1}$).

Acima de 20 W de potência de bomba, a operação de laser Raman se torna cada vez mais instável e sensível ao alinhamento, com mudanças nas características de feixe espacial típicas de uma aproximação do limite da estabilidade do ressonador. Com potências de diodo mais baixas, no entanto, (menos de cerca de 15 W), a saída Stokes ocorreu no modo transversal de ordem mais baixa, com um diâmetro de modo algumas 2 ou 3 vezes menor do que o feixe de saída fundamental de múltiplos modos. Visto que o comprimento efetivo do ressonador foi apenas de cerca de 33 mm (o cristal Raman KGW de 25 mm de comprimento apresentou um índice de refração de $n = 2$), a lente térmica formada no cristal de laser é obviamente mais forte para a operação de laser Raman do que para a operação no fun-

damental apenas (sob a qual a lente térmica foi medida). Isto é fortemente atribuído à carga térmica aumentada do cristal de laser 205 como resultado das altas potências de infravermelho circulantes (estimadas em ~400 W no presente caso) em combinação com a baixa absorção de estado terra, por exemplo, a partir dos íons de impureza residual.

Operação quase cw a 588 nm (ciclo de tarefa de 50%, conjunto de espelho B)

Visto que o comprimento mínimo do ressonador (62 mm) é determinado pelo tamanho físico dos cristais, a potência máxima da bomba é limitada pelo lente térmico no cristal de laser. Experiências foram, portanto, realizadas, para se testar o potencial para a geração de potências amarelas cw superiores pela operação da bomba de diodo em um ciclo de tarefa reduzido (50%) (especificamente utilizando um cortador mecânico inserido no percurso de feixe de bomba fornecendo um trem de bomba de onda quadrada de 200 Hz). A carga térmica reduzida no cristal de laser resultou em um alente térmica de aproximadamente o dobro do comprimento focal para a mesma potência instantânea no modo totalmente CW. A figura 8 também ilustra a saída 588 nm (círculos abertos (221)) no regime de ciclo de tarefa de 50%. A potência instantânea de 1574 mW (equivalente a 787 mW de potência média) foi obtida para uma potência de bomba de diodo instantânea de 22,4 W (12,2 W de potência média). A eficiência de conversão ótica de diodo para amarelo foi de 5,1% para a operação cw, e aumentou muito, para 7,9%, para a operação quase cw.

Esses resultados sugerem fortemente que muitas das potências de saída cw superiores devem ser possíveis se o ressonador for redesenhado para acomodar a lente térmica forte no cristal de laser e/ou um hospedeiro de cristal Nd^{3+} alternativo com propriedades térmicas superiores para $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$ for utilizado. Aperfeiçoamentos no desenho do ressonador para coleta de amarelo se propagando na parte posterior além de na direção de avanço (de uma forma similar aos lasers Raman de frequência dobrada, comutados) também podem trazer aumentos significativos para a potência de saída amarela. No presente ressonador, a propagação do feixe amarelo de

volta ao longo do ressonador é perdida pela absorção no cristal de laser Nd:GdVO₄ (o coeficiente de absorção a 588 nm foi medido como sendo 2 cm⁻¹) ou através do espelho de entrada. Note-se que a absorção do feixe amarelo se propagando para trás no cristal de laser exacerba adicionalmente a carga térmica.

Operação a 588 nm utilizando conjuntos de espelho A e B

O desempenho do laser a 588 nm foi totalmente investigado utilizando-se ambos os conjuntos de espelho A e B. O conjunto de espelho B forneceu uma cavidade com Q de cavidade muito mais alto para ambos os campos óticos fundamental e Stokes, e resultou em limites substancialmente inferiores e potências de saída superiores, como resumido na Tabela 3 para os casos de operação cw e quase cw. As potências de saída obtidas utilizando-se o conjunto de espelho B são aproximadamente o dobro das obtidas com o conjunto de espelho A. A partir dos espectros de transmissão dos três cristais, as perdas de retorno do ressonador fundamental e Stokes são estimadas em torno de 1,4 a 2,0% utilizando-se o conjunto de espelhos A (isto é, uma "finesse" de ressonador de aproximadamente 260) para os campos fundamental e Stokes. No entanto, deve-se notar que a perda de ressonador verdadeira é difícil de determinar em tal cavidade curta onde os elementos são alinhados com incidência quase normal a fim de maximizar a potência de saída.

Tabela 3: Potências de diodo para limite SRS e potência de saída amarela máxima utilizando conjuntos de espelho A e B

	Conjunto de espelho A	Conjunto de espelho B
limite Raman (cw)	6,9 W	2,5 W
saída máxima cw a 588 nm (potência de bomba cw incidente)	320 mW (17,6W)	704 mW (13,7 W)
limite Raman (quase cw)	7,0 W	2,5 W
saída máxima quase cw a 588 nm (potência de bomba cw incidente)	692 mW (21,6W)	1,57 W (19,9 W)

As características espectrais da saída cw (não ilustrada) foram investigadas utilizando-se um analisador de espectro ótico com resolução de 0,06 nm, e o espectro amarelo (com média de tempo) encontrado consistiu de um pico único a 588 nm com <0,1 nm de largura de banda. Há alguma

estrutura aparente no espectro fundamental (1063 nm) com uma largura de banda ~1 nm; esse espectro não foi estável quando a potência fundamental circulante foi fortemente exaurida pela conversão Raman. Deve-se notar que variações correspondentes no comprimento de onda da saída Stokes estão bem dentro da largura de banda de aceitação de comprimento de onda de LBO (~20 nm - cm).

A saída amarela cw foi tipicamente concentrada no modo transversal de ordem inferior, com os valores M2 medidos na faixa de 2,1 a 2,5 na potência máxima. O fundamental (a 1063 nm) foi observado como tendo múltiplos modos, possuindo um M^2 medido muito mais alto, em torno de 7,0. O valor M^2 substancialmente inferior para o amarelo do que para o feixe fundamental é uma evidencia forte da limpeza de feixe Raman [10]. Na potência de saída máxima, a estabilidade de amplitude do amarelo foi medida (com um fotodiodo ns rápido) como sendo 9,5% ($2\sigma/av$), enquanto a estabilidade de potência em longo termo (medida através de 10 minutos) foi de 6,5%. Uma parte significativa da instabilidade de amplitude observada é atribuída à competição pelo ganho Raman entre um número de modos transversais.

Cálculo da potência circulante intracavidade e intensidades

As intensidades dos feixes fundamental, Raman e frequência convertida (dobrada) quando o laser está em operação podem ser calculadas pelo procedimento a seguir.

Em primeiro lugar, o valor M2 dos feixes fundamental, Raman e convertido deve ser determinado, e para o presente exemplo esses são $M^2(\text{Fundamental})=3$, $M^2(\text{Raman})=1,1$ e $M^2(\text{dobrado})=1,1$.

A seguir, alguns tamanhos de modo ω (raios) e áreas A (m^2) nos cristais Raman e de duplicação são calculados pela análise do ressonador ABCD, por exemplo, utilizando o pacote de software comercial LASCAD ou a partir dos primeiros princípios (por exemplo, como descrito no texto "Optics Ressonators", por Hodgson). Os valores medidos de M^2 acima são registrados nessa análise ABCD. No presente exemplo, os tamanhos de modo são estimados como sendo $\omega_R = 106 \mu m$; $A_{RC} = \pi \omega_R^2 = 3,53 \times 10^{-8} m^2$; $\omega_D = 67 \mu m$; e $A_D = 1,14 \times 10^{-8} m^2$.

A próxima etapa serve para determinar a transmissão do acoplador de saída nos comprimentos de onda fundamental e Raman pela medição direta com o espectrofotômetro interno ou pelo fornecedor do espelho. Para o presente exemplo, (conjunto de espelho B), a transmissão do acoplador de saída nos dois comprimentos de onda é $T_F=0,006\%$ e $T_R = 0,004\%$.

A seguir, as potências de saída P_{out} (em Watts) nos comprimentos de onda fundamental e Raman (P_{outF} e P_{outR}) são medidas utilizando-se um medidor de potência em combinação com os filtros óticos para distinguir entre os dois comprimentos de onda. Para o presente exemplo, na potência de saída máxima os mesmos são: $P_{outF}=0,03$ W e $P_{outR}=0,005$ W.

Agora, o cálculo da potência intracavidade em Watts para os feixes fundamental e Raman é alcançado pela divisão da potência de saída pela transmissão do acoplador de saída:

$$P_{intracavF}=P_{outF}/T_F=500$$

15 e

$$P_{intracavR}=P_{outR}/T_R=125.$$

Finalmente, a intensidade de intracavidade (kW/cm^2) do feixe fundamental (I_F) no cristal Raman e da do feixe Raman no cristal de duplicação (I_R):

$$20 \quad I_F=P_{intracavF}/A_R=1,146 \times 10^3 \text{ kW}/\text{cm}^2$$

e

$$I_R=P_{intracavR}/A_D=886,246 \times 10^3 \text{ kW}/\text{cm}^2.$$

Exemplo 3: Laser CW Raman Automático

Nesse exemplo, a operação do laser Raman automático cw dobrado intracavidade é observada a partir de um sistema de laser com base em Nd:GdVO₄ bombeado por diodo que gera 678 mW em amarelo em 586 nm (com uma eficiência de conversão de diodo para amarelo de 4,2%) e 2 W cw no primeiro Stokes a 1173 nm. As potências máximas cw em ambos os comprimentos de onda foram limitadas pelos efeitos do lente térmico forte no cristal de laser/Raman. Para explorar o potencial para geração de potências cw maiores, o laser foi operado no modo quase cw (50% do ciclo de tarefa da bomba) para reduzir a carga térmica do cristal, onde 1,88 W da

potência máxima de saída a 586 nm foi obtida. Até onde se sabe esse é o primeiro relatório da operação de laser Raman automático cw em Nd:GdVO₄ e a duplicação intracavidade eficiente do campo primeiro Stokes para visível, e a maior potência de saída de qualquer laser Raman automático.

5 Configuração Experimental

A configuração de laser Raman é ilustrada na figura 9. O ressonador 300 foi unido por um espelho de entrada plano 301 (revestido 96%T a 808 nm, HR (0,006%T) a 1063 nm, 0,004%T a 1176 nm e 93%T a 588 nm) e para a operação de infravermelho (primeiro Stokes), um espelho de saída
10 côncavo RoC de 250 mm 303 (revestido 0,09%T a 1063 nm, e 0,4%T a 1173 nm). Para a operação dobrada em frequência intracavidade o espelho de saída 303 foi um espelho côncavo RoC de 200 mm revestido identicamente ao espelho de entrada 301.

A fonte de bomba 305 foi um laser de diodo 808 nm acoplado
15 por fibra de 30 W ($\phi=400\ \mu\text{m}$, $N_A \sim 0,22$), representado por imagem (através das lentes 307 e 309) com ampliação unitária através do espelho de entrada 301 no material de laser Raman automático 311, que, nesse exemplo, é um cristal Nd:GdVO₄ 0,3at.% de corte a (3x3x10 mm) que foi revestido AR para o comprimento de onda na faixa 1064 a 1200 nm. A geração de segunda
20 harmônica (SHG) da linha de primeiro Stokes a 1173 nm foi obtida utilizando-se um material não-linear 313, que, na presente disposição, é um cristal LBO combinado em fase de forma não crítica (NCPM, $\theta=90^\circ$, $\phi=0^\circ$), de 3x3x10 mm, revestido AR a 1064-1200 nm e sintonizado em temperatura a
• ~45 C (sintonizador de temperatura não ilustrado). Os comprimentos de ca-
• vidade variaram de 13 a 24 mm (24 mm com a inclusão de LBO).
25

A lente térmica induzida no cristal Nd:GdVO₄ 311 por bomba e aquecimento Raman possui uma influência forte na estabilidade de cavidade e o tamanho de modo no cristal, dessa forma, o comprimento da cavidade 300 foi mantido a um mínimo determinado pelo comprimento dos componen-
30 tes intracavidade. Nas experiências explorando potências de bomba de alto pico os efeitos térmicos foram mitigados pela modulação do feixe de bomba de diodo com um cortador mecânico fornecendo uma onda quadrada a 200

Hz correspondente a 50% do ciclo de tarefa.

A operação no comprimento de onda fundamental (1063 nm) do laser Nd:GdVO₄ foi caracterizada utilizando um espelho de saída plano 303 com 5% de transmissão (com o cristal LBO removido). Para o comprimento de cavidade de 45 mm um máximo de 14,4 W de saída cw foi obtido na potência máxima de bomba (26,3W) incidente no cristal de laser. Note-se que para o comprimento de cavidade de 66 mm., o surgimento da instabilidade de cavidade ocorreu na potência de bomba de 20 W.

Operação Raman automática no comprimento de onda de primeiro Stokes (1173 nm)

Para a operação em 1173 nm, o desempenho do laser foi investigado para dois comprimentos de cavidade: 13 mm e 24 mm. Como pode ser observado na figura 10, para o comprimento de cavidade física mais curto possível (13 mm - indicado pelos círculos preenchidos 315) com um acoplador de saída 303 possuindo transmissão de 0,4% a 1173 nm, o limite para lasing no comprimento de onda fundamental foi alcançado em uma potência de bomba de 0,7W enquanto o limite para a oscilação Raman cw foi com potência de bomba de 4,6W. A potência máxima de saída cw obtida na linha de primeiro Stokes a 1173 nm foi de 2,04 W com potência de bomba de 22 W, limitado pelo surgimento de danos óticos aos revestimentos do cristal (ao invés dos efeitos de lente térmico para essa cavidade mais curta). Os danos óticos observados foram basicamente decorrentes das potências circulantes na ausência de acoplamento de saída substancial.

Para a cavidade com 24 mm de comprimento (indicada pelos quadrados preenchidos 317 na figura 10), a potência de saída de primeiro Stokes alcançou um máximo de 1,1 W com potência de bomba de 18 W, mas reduziu com potências de bomba mais altas com o surgimento da instabilidade de cavidade. Com base nessa observação, a lente térmica no cristal Nd:GdVO₄ é estimada como tendo aproximadamente 17 mm (levando-se em consideração o índice de refração do cristal propriamente dito).

As potências máximas residuais a 1063 nm, isto é, "vazamento" de saída a 1063 nm através do espelho de extremidade, foi de ~1,8W indi-

cando que o revestimento de acoplamento de saída não foi otimizado de forma alguma. Aumentos substanciais na potência Raman podem ser esperados pelo aumento do Q de cavidade no fundamental enquanto se aumenta, simultaneamente, o acoplamento de saída Raman para a ordem de 2 a 3%. Visto que as perdas de não acoplamento no comprimento de onda Raman são estimadas como sendo da ordem de 1%, acredita-se que as potências de saída Raman tão altas quanto 4W possam ser atingidas através da otimização do revestimento ótico do acoplador de saída e, ainda assim, potências de saída mais altas pelo melhor gerenciamento de lente térmica.

As características espectrais da saída fundamental e Stokes foram investigadas utilizando-se um analisador de espectro ótico com resolução de 0,06 nm (não ilustrado). O espectro fundamental (média de tempo) foi centralizado em 1063,2 nm com uma largura de banda de 0,5 a 0,8 nm. Tipicamente, a largura de banda de saída aumentou com a potência de bomba e exibiu uma estrutura complexa que será discutida abaixo. O espectro da saída de primeiro Stokes foi centralizada em 1173 nm, também com uma largura de base de aproximadamente 0,5 a 0,8 nm. A saída de laser Raman foi polarizada de forma linear para todas as potências de bomba com eixo geométrico de polarização paralelo ao do laser fundamental (em 1063 nm que, propriamente dito, foi polarizado em paralelo ao eixo geométrico c do cristal (polarizado π)).

As medições de qualidade de feixe da saída de laser primeiro Stokes a 1173 nm e também a saída fundamental residual ilustrou que o valor M^2 variou com a potência de bomba e no nível de exaustão do fundamental. Dados dessas experiências são ilustrados na figura 11. Para a operação no comprimento de onda fundamental (com um acoplador de saída de 5% e SRS não ocorrendo) a saída a 1063 nm apresentou um valor máximo M^2 de 8,3. Para um Q de cavidade aumentado correspondente ao conjunto de espelhos de laser Raman a qualidade de feixe do fundamental deteriorou rapidamente após o surgimento da oscilação Raman, com o valor M^2 alcançando 14 na potência máxima de saída de bomba e na potência de saída Raman. No entanto, a qualidade de feixe para a saída Raman foi muito superi-

or, M^2 alcançando um valor máximo de apenas 3 na potência máxima de bomba/Raman. Isto é uma consequência da limpeza de feixe Raman como sabido no contexto de lasers Raman pulsados.

O ruído de amplitude de pico para pico na potência máxima de bomba foi medido como sendo aproximadamente de 5% ($2\sigma/av$) para frequências <200 MHz, enquanto a estabilidade de potência em longo prazo (10 minutos) foi determinada utilizando-se um medidor de potência térmica para ser melhor que 3%.

Operação de frequência dobrada no visível (586 nm)

Para estudos da duplicação de frequência intracavidade do campo ótico Raman o acoplador de saída infravermelho 303 foi substituído por um acoplador de saída amarelo (altamente refletivo em ambos os comprimentos de onda fundamental e primeiro Stokes) e o ressonador foi estendido por 12 mm (para um comprimento total de 24 mm) para acomodar o cristal de duplicação de frequência LBO 313. Esse comprimento de ressonador estendido necessariamente abaixou a potência máxima de bomba para a qual a estabilidade do ressonador pode ser mantida. Independentemente das perdas somadas surgindo da inserção do cristal LBO na cavidade, o Q substancialmente mais alto do ressonador para os comprimentos de onda infra-vermelha, resultou na redução da potência de bomba necessária para se alcançar o limite de primeiro Stokes para 2,4 W (cf 4,6 W para sistema otimizado Raman apenas).

As potências cw (de extremidade singular) a 586 nm como uma função da potência de bomba de diodo incidente no cristal de laser são ilustradas na figura 12 (círculos preenchidos 321). As potências de saída máxima cw em 586 nm de 678 mW foram obtidas com potências de bomba incidentes de 16,3 W. As potências fundamental residual e primeiro Stokes foram, cada uma, inferiores a 200 e 50 mW, respectivamente. Espera-se que potências similares (a 586 nm) sejam geradas na direção oposta à medida e sejam absorvidas no cristal de laser Nd:GdVO₄ (o coeficiente de absorção a 586 nm foi medido como sendo superior a 2 cm⁻¹) ou perdas através do espelho de entrada. A potência máxima amarela foi limitada por uma combi-

nação de lente térmico acionando a cavidade na direção do limite da estabilidade do ressonador e o surgimento de uma transição de laser fundamental competidor (com polarização ortogonal) perto de 1066 nm. A oscilação Raman pode não ser obtida simultaneamente com os vetores de polarização ortogonal e, logo, a operação nessa transição agiu como uma fonte de perda para ambas a saída Raman e segunda harmônica. A eficiência de conversão ótica máxima diodo-amarelo para a operação totalmente cw foi de 4,2% levando em consideração apenas a potência de 586 nm medida fora do espelho de acoplamento. Levando em consideração o feixe amarelo de propagação para trás, a eficiência interna de diodo-amarelo pode ser estimada como sendo >8%.

Para se explorar o potencial para a geração de potências de saída amarelo cw mais altas com potências de bomba mais altas (acima de 17 W) experiências foram realizadas nas quais a bomba de diodo foi operada com um ciclo de tarefa reduzido (50%) utilizando um cortador mecânico inserido no percurso de feixe de bomba o que forneceu um trem de bomba de onda quadrada de 200 Hz. A carga térmica reduzida no cristal de laser nesse modo quase cw de operação permitiu as potências de bomba instantâneas até o máximo disponível sem qualquer inverter na potência de saída (nem qualquer evidencia de lasing na transição parasítica a 1066 nm). Os dados para a operação nesse modo quase cw são incluídos na figura 12a (quadrados preenchidos 321). A potência máxima de saída amarela (de extremidade única) de 1,88 W (média de 940 mW) foi observada para as potências de bomba de diodo instantâneas de 26 W (média de 13 W) com uma eficiência de conversão de diodo para amarelo correspondente de 7,2%.

Para o bombeamento com 50% de ciclo de tarefa a potência de saída média no amarelo foi estável através de uma faixa muito maior de potências de diodo, consistente com nossa premissa de que lente térmico e variações associadas da distribuição de modo espacial foi o fator primário responsável pelas instabilidades da potência de saída (isto é, inverter na potência de saída). As potências substancialmente aperfeiçoadas e as eficiências alcançadas para a operação com carga térmica mais baixa do cristal

de laser/Raman indicam que potências de saída cw significativamente maiores podem ser alcançadas com atenção adicional ao gerenciamento térmico para o cristal e otimização relacionada do desenho do ressonador.

As características espectrais das saídas fundamental e primeiro Stokes são ilustradas na figura 13 antes (traços superiores 323 e 325) e depois (traços inferiores 327 e 329) do surgimento da transição parasítica a 1066 nm que ocorre aproximadamente com 20 W de potência de bomba. A operação simultânea a 1063 e 1066 nm surge visto que perda crescente para a linha 1063 nm (como aumentos de potência Stokes) resulta em uma inversão aumentada no cristal permitindo eventualmente que o ganho ligeiramente menor da linha 1066 nm oscile. A operação a 1066 nm seria impedida pela adição de alguma perda dependente de polarização pequena visto que os dois comprimentos de onda são polarizados de forma ortogonal.

A operação simultânea em 1063 e 1066 nm foi inesperada visto que a transição de neodímio 4F3/2-4I11/2 é alargada de forma homogênea. É provável que isso surja em decorrência à exaustão forte do fundamental a 1063 nm pelo modo Raman no eixo geométrico deixando um ganho residual fora do eixo que pode ser acessado por modos transversais de alta ordem da transição mais fraca a 1065 nm, onde a operação simultânea em 1063 e 1066 nm surge visto que a perda crescente para a linha 1063 nm (à medida que a potência Stokes aumenta) resulta em uma inversão aumentada no cristal, permitindo eventualmente que um ganho ligeiramente menor na linha 1066 nm oscile. Um controle de modo transversal mais rígido (pelo desenho do ressonador para acomodar melhor a lente térmica) deve impedir a oscilação 1066 nm. A operação em 1066 nm também pode ser impedida pela adição de alguma perda dependente de polarização pequena visto que os dois comprimentos de onda são polarizados de forma ortogonal.

Para ambos os modos cw e quase cw de operação, a qualidade de feixe de emissão amarela foi dominada pelas aberrações induzidas pela lente térmica forte além do grande número de modos transversais que alcançaram o limite na cavidade de alto Q (alta "finesse"). Com potências de saída baixas (~150 mW em 586 nm na operação quase cw), foi obtida uma

saída tipo Gaussiana com valores M^2 entre 2 e 3. Com potência de saída quase máxima, o modo espacial atingiu um pico forte com um valor M^2 mais alto correspondente entre 5 e 6. Os perfis de feixe e curvas de intensidade x-y perto do limite e com potência de bomba máxima são ilustrados nas figuras 14a e 14b. A qualidade de feixe reduzida da emissão amarela em comparação com a saída Raman apenas é predominantemente atribuída ao número aumentado de modos transversais que puderam oscilar na cavidade de Q substancialmente maior para operação em 586 nm.

A estabilidade de amplitude da emissão amarela (cw e quase cw) foi dominada pelo ruído dos modos transversais competidores. Na operação cw verdadeira utilizando um fotodiodo com 5 ns de tempo de resposta, a estabilidade de amplitude foi medida como sendo de 15% ($2\sigma/av$). O ruído de longo termo medido durante um período de 10 minutos (que mediu com um detector de potência térmica) foi, no entanto, de apenas 5,7%. Esses números foram muito aperfeiçoados no caso de quase cw com um valor de ruído de curto termo de 8,6% e uma variação na potência média de apenas 1,8%. Aperfeiçoamentos adicionais são esperados pela estabilização da estrutura de modo transversal.

Discussão da carga térmica

Com base nos resultados experimentais anteriores, o lente térmico é o fator principal limitando o escalonamento adicional da potência da saída infra-vermelha (a 1173 nm) e amarela. De forma experimental, foi observado que (para um comprimento de cavidade fixa de 24 mm) diferentes características de potência da saída resultantes de diferentes cargas térmicas para os sistemas operando nos comprimentos de onda fundamental primeiro Stokes e amarelo. Esses resultados foram resumidos na figura 12b e são discutidos adicionalmente abaixo. É certamente possível, apesar de ser um desafio, se desenhar um ressonador que acomode a lente térmica forte. No entanto, é importante também se considerar e compreender a origem da carga térmica que resulta em lente térmica forte. Para o caso da operação de primeiro Stokes a carga térmica surge da absorção da luz da bomba e apesar de a natureza não-elástica do processo SRS precisar ser considera-

da, enquanto para a operação otimizada amarela uma carga térmica adicional resultante da absorção da emissão amarela de propagação posterior também deve ser levada em consideração.

- As contribuições calculadas de cada um desses três mecanismos de carga térmica são listadas na Tabela 4 com os valores de lente térmica cumulados aproximados para o caso da potência de bomba de 20 W. Nota-se que é difícil se acessar o tamanho de modo relevante para os processos de carga térmica diferentes visto que a posição arqueamento precisa e o tamanho de modo efetivo não são bem conhecidos. Para a carga térmica induzida por bomba de diodo, o tamanho de ponto de bomba foi geometricamente medido através do comprimento de absorção de bomba que tinha 3 mm com potência de bomba de 20 W (o comprimento de absorção variou de 5 a 1 mm entre o limite Raman e a potência de bomba máxima). Para os mecanismos de carga de absorção de amarelo e SRS, o tamanho de modo utilizado para se calcular a lente térmica foi obtido pela realização da média do tamanho de modo fundamental calculado (TEM00) através do comprimento do cristal GdVO4 (levando-se em consideração a lente térmica gerada em um ressonador de 24 mm), multiplicando por $\text{SQRT}[\text{valor } M2]$ e iterando esse processo até que um resultado auto-consistente tenha sido obtido. Os fatores de carga térmica foram considerados como 0,32 para a carga de bomba, 0,1 para o processo SRS e 0,95 para absorção de luz amarela (com base no coeficiente de absorção medido no GdVO4 de 2 cm^{-1} a 586 nm).

Tabela 4: Cálculos de lente térmico induzido pela carga de bomba, absorção SRS e amarela, em NdGdVO_4 para casos de absorção em operação fundamental, operação primeiros Stokes e operação amarela, com potência de bomba de diodo de 20 W

	Processo de carga térmica		
	carga de bomba	SRS	absorção amarela
comprimento de onda	808-1063 nm	1063-1173nm	586,5 nm
fator de carga térmica	0,32	0,1	0,95
potência ótica	20W	6W	0,7W
carta térmica com bomba a 20W	4,8W	~0,6 W	0,67
tamanho de modo TEM ₀₀	$\omega_{av}(\text{bomba})=414 \mu\text{m}$	$M^2(1173)=3$ $\omega_{\text{TEM00}}=100\mu\text{m}$ $\omega_{1173}=173\mu\text{m}$	$M^2(586)=5,$ $\omega_{\text{TEM00}}=88\mu\text{m}$ $\omega_{586}=341\mu\text{m}$
potência prevista de lente térmica	19 dioptrias	10,4 dioptrias	85, dioptrias
Sistema otimizado para:			
	Operação fundamental	operação primeiro stokes	Operação amarela
potência de lente térmica cumulativa	19 dioptrias	29,4 dioptrias	37,9 dioptrias
comprimento focal de lente cumulativa	5,2 cm	3,4 cm	2,6 cm

5 Os cálculos ilustrados na tabela 4 (com base nas potências de bomba de diodo de 20 W incidente no cristal de laser) indicam que a lente térmica considerando apenas o aquecimento induzido por bomba possui um comprimento focal de aproximadamente 52 mm. Isto é comparado de forma

10 lente térmica (60 mm) para operação no fundamental apenas com potência de bomba de 20 W, e como esperado, não é rollover observado na potência de saída no fundamental.

Se a carga térmica adicional decorrente do aquecimento Raman para operação de laser na linha de primeiro Stokes for levada em considera-

15 ção, o comprimento focal da lente térmica é calculado como sendo aproximadamente 34 mm. No entanto, como pode ser observado a partir da figura 12b para um comprimento de ressonador de 24 mm, a potência de primeiro Stokes passa através de um máximo em apenas 18 W de potência de bomba, sugerindo que a lente térmica é muito mais forte ($f \sim 20$ mm) do que a es-

20 timativa com base na bomba e aquecimento Raman apenas. Como notado anteriormente para os lasers Raman cw com base em cristais de laser e Raman discretos os mesmos parecem ser processos de carga térmica adi-

cionais em jogo. Podem incluir absorção de impureza residual ou absorção de estado excitado no cristal de laser/Raman. É observado que o cristal Nd:GdVO₄ emite uma fluorescência azul em operação e essa fluorescência aumenta significativamente (possivelmente também associada com uma
 5 mudança leve no comprimento de onda da fluorescência) acima do limite Raman indicando o início da conversão Raman no cristal de laser/Raman, e esse efeito é útil quando da configuração do laser.

Adicionalmente, levando-se em consideração a luz amarela gerada de forma posterior, e assumindo-se que 95% da saída amarela seja
 10 absorvida no cristal Nd:GdVO₄, é estimado que a lente térmica induzida tenha o comprimento focal ~26mm, aproximadamente 30% mais forte do que a operação de primeiro Stokes apenas. Com base nos dados da figura 12b é estimado que a potência de lente térmica para a operação de frequência dobrada seja na verdade ~30% mais forte do que a operação primeiro Stokes
 15 apenas, sugerindo que a fonte de aquecimento adicional não identificada seja associada basicamente com o processo Raman apenas.

É interessante se notar que os cálculos feitos utilizando-se o pacote de software de modelagem de ressonador de laser LASCAD para a presente disposição com um ressonador de 24 mm de comprimento e de
 20 acordo com RI dos cristais intracavidade prevê que o tamanho de modo TEM₀₀ fundamental no meio de laser Raman automático Nd:GdVO₄ diminui como uma função da potência de bomba para reforçar a lente térmica. Visto que o modo de bomba permanece fixo, essa redução no tamanho de modo fundamental compensa em muito o número aumentado de modos transversais que começa a oscilar (e, dessa forma, o valor M^2 aumentado) com po-
 25 tências de bomba maiores. Para a presente disposição de ressonador, os cálculos LASCAD também prevêem que, apenas quando a lente térmica se torna mais forte que 20 mm o tamanho de modo aumenta substancialmente no cristal de laser antes de alcançar a instabilidade de cavidade com um a-
 30 coplador de entrada 301 com um comprimento focal de 13 mm. É, portanto, esperado que aperfeiçoamentos na estabilidade da amplitude e valor M^2 sejam possíveis com o uso de aberturas para impedir o surgimento de modos

transversais indesejados e a obtenção de um modo transversal único.

Estratégias para a redução da carga térmica, e, conseqüentemente, da lente induzida estão atualmente sendo investigadas e incluem a utilização de cristais de pureza mais alta, redirecionando a luz amarela com um espelho intracavidade e reduzindo a intensidade intracavidade através da extração aperfeiçoada do campo ótico Raman. Alternativamente, pela incorporação da carga térmica no desenho do ressonador, por exemplo, utilizando um espelho de entrada convexo para desviar parcialmente a lente térmica é possível se aperfeiçoar a estabilidade do ressonador, e dessa forma, a extração de potência. Alternativamente, um cristal Nd:KGW de corte atérmico pode solucionar muitos dos problemas encontrados com Nd:GdVO₄ e se espera que essa abordagem seja muito bem sucedida devido ao fato de os ganhos fundamental e Raman serem similares em ambos os materiais Nd:KGW e Nd:GdVO₄.

15 Sumário

O presente exemplo demonstra o primeiro laser Nd:GdVO₄ Raman automático de onda contínua e bombeado por diodo com saída primeiro Stokes em 1173 nm e saída de frequência dobrada intracavidade em 586,5 nm. Uma potência cw máxima a 11732 nm de 2W foi obtida para as potências de bomba de diodo de 22W enquanto as potências máximas cw a 586 nm de 678 mW foram obtidas com a bomba de 16,3W. Potências de infravermelho e amarelo foram limitadas por lente térmico no meio de ganho e oscilações parasíticas de outras transições de neodímio. Na operação quase cw com 50% de ciclo de tarefa potências de saída amarela máximas muito maiores foram obtidas visto que a carga térmica reduzida permitiu que uma estabilidade de cavidade fosse mantida até a potência de bomba máxima disponível. Nesse caso, uma potência máxima amarela de 1,88 W foi observada com 25,7 W de potência de bomba incidente. As potências de saída Raman aumentadas são esperadas utilizando-se um cristal Nd:GdVO₄ mais longo a fim de alcançar ganhos Raman maiores enquanto também acomoda a lente térmica forte, enquanto as potências de saída amarela aumentadas podem ser obtidas pela incorporação de um espelho intracavidade para cole-

tar ambas as emissões amarela de propagação de avanço e retrocesso. Espera-se que pelo gerenciamento da carga térmica e da coleta de toda a emissão amarela gerada, as potências de saída amarela cw superiores a 3 W podem ser alcançadas com uma eficiência de conversão de diodo para amarelo de >10% para a potência de bomba de diodo não superior a 30W.

Exemplo 4 - Laser CW Raman Automático de Baixa Potência

Uma desvantagem significativa dos lasers Raman automáticos é que os efeitos da carga térmica são mais severos do que para os lasers Raman utilizando cristais de laser e Raman discretos, visto que a carga térmica decorrente da absorção de bomba de diodo e da deposição de energia através do processo SRS não-elástico ocorre simultaneamente no mesmo volume.

Como observado no exemplo 3 acima, percebeu-se que a ação do laser Raman automático cw em um comprimento de 10 mm de Nd:GdVO₄ com duplicação de frequência intracavidade para gerar uma saída máxima de 700 mW a 588 nm a partir da potência de bomba de 16 W com uma eficiência de diodo para amarelo de 4,2%. A potência de saída foi limitada pelo lente térmico extremamente forte que ocorreu no Nd:GdVO₄, que fez com que o ressonador se aproximasse do limite de estabilidade ótica, e contribuiu para a combinação ruim do ponto de bomba de diodo com o modo de cavidade. Conseqüentemente, a qualidade de feixe foi relativamente ruim, com $M^2 \sim 2,5$.

Nas disposições do presente exemplo, os desenvolvimentos de um dispositivo amarelo cw de alta qualidade de feixe, baixa potência, compacto, bombeado por um diodo a laser de alto brilho 4W são discutidos. Através do desenho cuidadoso do ressonador, a conversão ótica eficiente (diodo para amarelo) (4,3%) e alta qualidade de feixe ($M^2 \sim 1,1$) são realizadas em um único dispositivo. Vários desenhos de ressonador foram examinados a fim de otimizar a potência de saída e qualidade de feixe. O pequeno volume de excitação oferecido pela fonte de bomba de alto brilho limita o número de modos transversais dentro da cavidade, e pelo desenho de um ressonador que permite que o modo de cavidade seja bem combinado com o ponto

de bomba, uma emissão amarela de alta qualidade de feixe pode ser obtida com alta eficiência de inclinação.

Detalhes experimentais

Nesse exemplo, um cristal Nd³⁺:YVO₄ foi utilizado como o meio de laser e Raman (um meio Raman automático). Nd:YVO₄ possui uma grande seção transversal de emissão estimulada de $25 \times 10^{-9} \text{ cm}^2$ A 1,064 μm e um alto coeficiente de absorção de 31,4 cm⁻¹ a 810 nm para a luz polarizada ao longo do eixo geométrico c. O cristal YVO₄ possui um coeficiente de ganho Raman de mais de 4,5 cm/GW com uma largura de linha de ~3 cm⁻¹ e um pico Raman intenso a 890 cm⁻¹. Para operação na linha 1,064 μm do íon Nd³⁺, o hospedeiro YVO₄ gera uma emissão Stokes de primeira ordem a 1,176 μm .

A figura 15 ilustra a disposição experimental utilizada para a presente experiência. Um laser de diodo de alto brilho (4,5 W a 0,81 μm , Modo Único: UM 4200-M-20-CB-TEC, M2~20) foi utilizado como a fonte de bomba 401. A saída de diodo foi expandida e colimada utilizando-se uma disposição de telescópio (lentes 403 e 405) e então focada no cristal Raman automático Nd:YVO₄ 407 utilizando uma lente de comprimento focal de 50 mm 409. O ponto focal no meio Raman automático 407 tinha aproximadamente 130 μm de diâmetro. O cristal Nd:YVO₄ 407 (0,3% de revestimento, de corte a, disponível a partir de Fujian Castech Crystals, Inc., Fujian, R.P. da China) apresentou dimensões de 3x3x10 mm e foi revestido em ambas as faces com 98% de transmissão a 0,808 μm e >99,5% de transmissão a 1,064 μm e 1,176 μm . O cristal LBO 411 (Castech, combinado em fase de forma não crítica, $\theta=90^\circ$, $\phi=0^\circ$ com dimensões de 3x3x10 mm) utilizado para dobrar a frequência do comprimento de onda Raman foi mantido a uma temperatura de ~45 C e foi revestido AR a 1,064-1,200 μm . O espelho de bomba M1 413 era plano e revestido R=99,994% a 1,064 μm e R=99,996% a 1,176 μm . Vários espelhos diferentes M2-M4 (coletivamente o acoplador de saída 415 na figura 15) foram utilizados como acopladores de saída para ambas as cavidades compacta (com o comprimento do ressonador ótico 417 variando de 13 a 22 mm) e estendida (com o comprimento do ressonador 417 de 112 a

115 mm). As especificações relevantes dos espelhos 415 são resumidas na Tabela 5.

Tabela 5: Resumo dos acopladores de saída 415

	RoC ¹	R a 0,588 μm	R a 0,808 μm	R a 1,063 μm	R a 1,177 μm
M2 (cavidade Raman)	200 mm	<5%	<15%	99,914%	99,607%
M3 (cavidade amarela)	150 mm	0,015%	0,032%	99,994%	99,996%
M4 (cavidade amarela)	100 mm	0,015%	0,032%	99,994%	99,996%

Resultados e Discussão

5 Configuração de cavidade compacta

As características do sistema de laser no fundamental, primeiro Stokes e sua segunda harmônica foram primeiro investigadas utilizando uma cavidade plano-côncava curta. Todos os componentes estavam próximos, separados por < 1 mm, resultando em um comprimento total de cavidade de 10 13 mm. Para operação no fundamental, um acoplador de saída com 10% de transmissão a 1,064 μm e 500 mm de raio de curvatura (côncavo) foi utilizado. Para a potência máxima de diodo incidente (4,2W), 2,2W foi obtido no fundamental, com 0,25W de limite e 53% de eficiência de inclinação com relação à potência incidente no cristal de laser.

15 Inicialmente, a operação do laser nos comprimentos de onda fundamental e primeiro Stokes de 1064 nm e 1176 nm foi investigada sem o material de duplicação 411 na cavidade de ressonador de laser 417. A operação no comprimento de onda de primeiro Stokes foi obtida com o espelho M2 como o acoplador de saída, fornecendo alto Q (alta "finesse") para am-
 20 bos os campos óticos fundamental e Stokes, e as características do laser nessa disposição foram ilustradas na figura 16. A potência de bomba de diodo limite para o fundamental foi muito baixa (~100mW), e para a saída primeiro Stokes foi em torno de 1,9W. Uma potência de saída Raman máxima de 1,176 μm de 320 mW foi medida depois do acoplador de saída para a
 25 potência de bomba 4,5W e a eficiência de inclinação foi de aproximadamente 12%. A potência de primeiro Stokes 419 e a potência residual do fundamental em 1064 nm 421 foram ilustradas como funções da potência de diodo

incidente no cristal de laser na figura 16. A exaustão da potência fundamental 421 acima do limite SRS de $\sim 1,9\text{W}$ é claramente evidente.

A cavidade do ressonador 417 foi então alongada para 22 mm para acomodar o cristal LBO (material não-linear 411 da figura 15), e o espe-
5 lho M3 selecionado como o espelho de saída 415. A figura 17 ilustra um gráfico de saída de laser nos comprimentos de onda fundamental 423 (1064 nm), primeiro Stokes 425 (1176 nm) e convertido não-linear 427 (588 nm). O limite Raman primeiro Stokes foi ligeiramente maior, a 2,2 W devido às perdas por inserção associadas com o cristal adicional (isto é, o cristal não-
10 linear 411). No entanto, acima do limite a potência amarela 427 aumenta de forma linear para um máximo de 92 mW a 4,5 W de potência de bomba de diodo, com uma eficiência de inclinação de diodo para amarelo de 3,8%. Devido à refletividade muito alta do espelho M3 nos comprimentos de onda fundamental e primeiro Stokes, apenas uma pequena quantidade de radia-
15 ção infravermelha pode ser detectada, $<5\text{ mW}$ no primeiro Stokes e $< 25\text{ mW}$ a $1,064\text{ }\mu\text{m}$.

Um analisador de feixe Spiricon foi utilizado para inspecionar as propriedades espaciais da saída amarela e o fundamental (a saída Stokes foi muito fraca para ser observada nesse caso). A saída amarela ocorreu
20 predominantemente no modo transversal de ordem inferior (TEM_{00}), mas pareceu substancialmente aberrada com a qualidade de feixe $M^2 \sim 3$. O fundamental a $1064\text{ }\mu\text{m}$ foi observado para compreender muitos modos transversais de ordem alta, com baixa estabilidade de modo evidente. A otimização da combinação de modo entre o volume bombeado de Nd:YVO_4 e o
25 modo ressonador TEM_{00} teve pouco efeito no modo transversal do fundamental.

A partir das observações da estabilidade do ressonador, combinada com a modelagem do ressonador da cavidade compacta utilizando LASCAD, foi determinado que uma lente térmica positiva com comprimento
30 focal em torno de 2 cm foi formado dentro do cristal Nd:YVO_4 para a potência de diodo máxima incidente de 4,2W. A carga térmica que causa lente térmico dentro do cristal Nd:YVO_4 surge de vários processos. A primeira e

maior carga térmica surge da absorção da luz de bomba de diodo, de onde aproximadamente 30% seguem para aquecimento do cristal de laser. A segunda fonte de aquecimento surge da natureza não-elástica do processo SRS; a carga de calor por fóton Stokes gerada é simplesmente a diferença entre as energias de fóton fundamental e primeiro Stokes. Em terceiro lugar, visto que a saída amarela gerada no cristal LBO propaga em duas direções opostas, quantidades substanciais (em comparação com a potência de saída amarela) da luz amarela são absorvidas no cristal Nd:YVO₄, que possui um coeficiente de absorção medido de 2 cm⁻¹ a 588 nm. A lente térmica estimada é de fato mais forte do que o esperado de acordo com esses fatores apenas, e como discutido anteriormente, acredita-se que a carga térmica adicional surja de absorções ruins (por exemplo, devido a íons de impureza, ou absorção de estado excitado), de potências circulantes muito altas (~1kW) nos comprimentos de onda fundamental e primeiro Stokes.

A modelagem de ressonador (utilizando LASCAD) foi realizada para se compreender como melhor otimizar o desenho do ressonador, a fim de aperfeiçoar ambas a qualidade de feixe e eficiência. A figura 18 apresenta o tamanho de modo de ressonador ao longo do comprimento da cavidade para os comprimentos focais de lente térmica de 2 cm, 4 cm e 6 cm e para os comprimentos de ressonador (20 mm, 22 mm, e 24 mm, com os cristais sobrepostos na representação por motivos de conveniência). Quatro observações importantes podem ser realizadas a partir da figura 18. Primeiro, o modo de cavidade preenche de forma substancialmente excessiva o volume bombeado. Em segundo lugar, o aumento do comprimento do ressonador torna a combinação de modo no cristal de laser pior. Em terceiro lugar, as cavidades com comprimento focal mais curto possuem tamanho de modo maiores no cristal de laser, e, correspondentemente, uma combinação de modo pior.

As potências de saída amarela mais altas foram obtidas quando a cavidade esteve próxima do limite de estabilidade; no entanto, nesse regime, é normalmente difícil se obter uma operação robusta visto que o tamanho de ponto é mais sensível a mudanças pequenas no alinhamento. De

forma clara, o desenho está longe de ser ideal, visto que a falta de combinação entre o volume bombeado e o modo de cavidade resultará em um feixe de saída altamente aberrado, e não existem graus de liberdade no desenho de ressonador "curto" para otimização.

5 Cavidade Longa

O desenho da cavidade curta foi limitado visto que não foi possível se otimizar completamente a combinação de modo no Nd:YVO₄. Portanto, uma disposição de ressonador adicional que permitira essa otimização e, por sorte permitiria uma qualidade de feixe aperfeiçoada e uma potência de saída aumentada foi projetada. Uma cavidade plano-côncava foi escolhida na qual a separação do espelho esteve perto da soma da lente térmica máxima (~2 cm) em NdGdVO₄ e o raio de curvatura côncavo do espelho de acoplamento de saída M4 (10cm). A figura 19 ilustra o modo de cavidade para alguns comprimentos de cavidade diferentes e para três potências de lente térmica: linhas pontilhadas 431, 432 e 433 são representações do tamanho de modo para comprimentos do ressonador 417 de 115 mm, 112 mm, e 109 mm, respectivamente, na presença de uma lente térmica no meio Raman automático 407 com um comprimento focal de 2 cm; linhas tracejadas 434, 435 e 436 são representações do tamanho de modo para os comprimentos do ressonador 417 de 115 mm, 112 mm e 109 mm, respectivamente, na presença de uma lente térmica no meio Raman automático 407 com um comprimento focal de 4 cm; e as linhas sólidas 437, 438 e 439 são representações do tamanho de modo para os comprimentos do ressonador 417 de 115 mm, 112 mm e 109 mm, respectivamente na presença de uma lente térmica no meio Raman automático 407 com um comprimento focal de 6 cm. Também ilustrado é o raio de ponto de bomba 440 e as posições aproximadas de cristais Nd:GdVO₄ e LBO (407 e 411, respectivamente). Várias observações podem ser feitas a partir da figura 19. Primeiro, o tamanho do modo de cavidade é bem combinado com o fundamental no cristal Nd:GdVO₄. Em segundo lugar, a combinação de modo pode ser otimizada pela translação do acoplador de saída 415 por apenas alguns mm. ao longo do eixo geométrico do ressonador 417. Em terceiro lugar, à medida que o

comprimento focal da lente térmica se torna mais curto, o tamanho de modo de cavidade em Nd:GdVO₄ se torna maior, aumentando, assim, o volume onde o calor é depositado através do processo SRS, e satisfazendo $d\omega/df_{\text{thermal}} > 0$ que é a relação preferida para mitigar contra os efeitos do lente térmico.

Durante a operação do laser Raman utilizando a configuração de cavidade longa, um filtro de passa baixa de 810 nm (não ilustrado) foi inserido no percurso do feixe de bomba a partir do laser de bomba 401 e serviu para impedir que quantidades substanciais de luz amarela alcançassem, e potencialmente danificassem, o diodo de laser 401; isso, por sua vez, reduziu a potência de bomba máxima disponível do laser de bomba 401 para 3,2 W, em comparação com os 4,5W disponíveis para a cavidade curta. Como antes, os cristais Nd:YVO₄ e LBO foram posicionados o mais perto possível um do outro e do espelho M1 413. Como esperado a partir da modelagem, o comprimento da cavidade do ressonador 417 foi um parâmetro crítico na otimização do ressonador para uma potência de saída máxima, e variou através da faixa de aproximadamente 110 a 120 mm utilizando um estágio de translação.

Observou-se que o laser operou em dois regimes dependendo do comprimento de cavidade, um com um baixo limite Raman e baixa potência amarela e outro regime com um alto limite Raman e alta potência amarela, essas características sendo destacadas na Tabela 6. Quando o comprimento de cavidade foi determinado para 112 mm, um limite Raman baixo de 0,8W de potência de bomba foi observado. Quando a cavidade foi estendida para 115 mm, o limite Raman aumentou para 2,3W, no entanto, a potência de saída máxima amarela também aumentou para 140 mW. A figura 20 ilustra uma representação da potência de saída amarela como uma função da potência de bomba para as cavidades de 112 mm e 115 mm (441 e 443, respectivamente).

As representações 441 e 443 demonstram a importância dos efeitos térmicos. O limite mais baixo foi alcançado para o comprimento de cavidade de 112 mm (representação 441), e o desenho de ressonador foi tal

que os tamanhos de modo de cavidade nos cristais Nd:GdVO₄ e LBO (407 e 411, respectivamente) foram quase ideais para a obtenção da saída Stokes. No entanto, à medida que a potência de bomba aumentou acima do limite, a carga térmica de Nd:GdVO₄ foi tal que o tamanho de modo de cavidade não
5 foi mais otimizado, e a potência amarela não aumentou além de 20 mW. É, portanto, necessário se desenhar e otimizar o ressonador de forma que corresponda às potências de entrada e saída máximas exigidas, e no caso da figura 19, os tamanhos de modo de cavidade quase ideais para a potência de diodo máxima foram obtidos para uma cavidade ligeiramente maior (115
10 mm) como pode ser observado a partir da representação 443, no entanto, o limite foi consideravelmente maior, em torno de 2,0 W.

Como foi ilustrado, a modelagem do ressonador utilizando LAS-CAD indicou que para uma determinada disposição de cavidade, um aumento no comprimento da cavidade (mudando o acoplador de saída apenas) de
15 112 mm para 115 mm reduz o tamanho de modo de cavidade em 20 μ m no arqueamento de feixe. Isso, por sua vez, muda o tamanho de modo dentro do cristal Nd:YVO₄ permitindo uma melhor sobreposição entre o ponto de bomba e o modo de cavidade no comprimento de onda fundamental.

Em comparação com os resultados obtidos utilizando-se a cavidade curta, a cavidade longa de 115 mm exibe uma eficiência de conversão de diodo para amarelo significativamente maior de 4,4% (eficiência de inclinação de 7,9% acima do limite), e um limite Raman mais alto. Deve-se notar que a potência de saída medida no comprimento de onda Stokes para ambas as cavidades curta e longa nunca excederam 5 mW, devido à alta refletividade dos espelhos M3 e M4 no comprimento de onda Raman.
25

A qualidade de feixe da saída amarela foi substancialmente aperfeiçoada em comparação com a cavidade curta com M2~1,2 sendo registrado. Não apenas os efeitos térmicos causam impacto na estabilidade da cavidade, como também possuem um efeito prejudicial na qualidade de feixe, e essa qualidade de feixe muito aperfeiçoada é atribuída a uma melhor
30 combinação do feixe de bomba com o modo de cavidade.

O ruído de amplitude na saída amarela foi investigado utilizando

um fotodiodo rápido (Thorlabs: DET10A/M) e um osciloscópio de 2 GHz e foi considerado bem alto, com ruído de amplitude de pico para pico de 15%. Por comparação, as saídas fundamental e primeiro Stokes possuem um ruído de amplitude muito menor, em torno de 3%. Esse "problema amarelo" é similar
5 ao "problema verde" bem conhecido, que surge de muitos modos longitudinais oscilantes que são acoplados através do processo de geração de frequência de soma. Para fins de comparação, a radiação fundamental a 1064 nm foi dobrada em frequência (utilizando um cristão LBO de 15 mm de comprimento cortado para a combinação de fase crítica tipo 1 ($\theta=90^\circ$,
10 $\phi=10,6^\circ$) a partir da cavidade longa e o ruído de amplitude da luz dobrada foi analisado. Com potência de bomba máxima (0,5 W verde a partir de 3,2 W de bomba) a saída verde também apresentou um ruído de amplitude significativo: 17,15% sendo registrado, o que foi comparável ao ruído observado a partir da saída amarela.

15 Enquanto o desenho de cavidade longa resultou em aperfeiçoamentos significativos na qualidade de feixe e potência de saída sobre o desenho de cavidade curta, a potência de saída amarela é substancialmente limitada visto que apenas a luz amarela gerada na direção do acoplador de saída é coletada. Uma quantidade similar de luz amarela é gerada na direção opostas, e é absorvida no cristal de laser Nd:YVO₄ (coeficiente de absorção medido como sendo 2 cm^{-1}) ou passa através do espelho de entrada
20 M1 413. Na verdade as potências significativas $>10\text{mW}$ foram observadas se propagando de volta na direção do diodo de laser, solicitando o uso de um filtro de passa baixa de 810 nm para proteger o diodo dos efeitos desse retorno ótico.
25

Cavidade Dobrada

A fim de se evitar que a luz amarela seja absorvida no cristal de ganho 407 e evitar o retorno para o diodo de bomba 401, uma disposição de cavidade dobrada 450 foi examinada e sua disposição é ilustrada na figura
30 21 onde referências numéricas similares indicam elementos similares. A cavidade do ressonador 450 fez uso de um espelho rotativo dicróico 451 com o mesmo revestimento dielétrico que o espelho M1 413, que forneceu alta re-

fletividade nos comprimentos de onda fundamental e primeiro Stokes, e alta transmissão em amarelo. O espelho rotativo 451 foi angulado o mais perto da incidência normal possível visto que se tornou progressivamente transmissivo no comprimento de onda de primeiros Stokes quando posicionado longe da incidência normal. O espelho rotativo 451 foi configurado em um ângulo de 15 para essas experiências, e a refletividade do espelho foi estimada como sendo de ~99,8% a 1,176 μm nesse ângulo. O meio não-linear 411 (LBO nessa disposição) também foi localizado o mais perto do arqueamento de feixe possível para garantir o ponto mais justo possível através do cristal 411, no entanto, o ponto foi necessariamente um pouco maior do que o caso da cavidade linear longa descrita anteriormente.

Em comum com a cavidade linear longa, o espelho 215 M4 foi utilizado como o espelho de extremidade nessa configuração. Ambos o espelho rotativo 451 e o espelho M4 415 foram >99% transmissivos em 588 nm, e a luz amarela foi observada através de ambas as extremidades da cavidade dobrada 450 (em posições marcadas A e B na figura 21). O sistema apresentou um limite Raman de 2,5W e uma saída amarela combinada (coletada a partir das posições A e B) na potência de bomba máxima de 134 mW (bomba de 4,5W) sugerindo que a eficiência do sistema não foi tão boa quando a cavidade reta da figura 15. O limite 25% maior é atribuído às perdas de cavidade aumentadas no comprimento de onda primeiro Stokes, associadas com o espelho rotativo 451. A redução na potência de saída é atribuída basicamente ao cristal LBO 411 sendo localizado mais longe de sua posição ideal perto do cristal Nd:YVO 407. O sistema exibiu excelente qualidade de feixe, com $M^2=1,1$ medido nas posições A e B. A qualidade de feixe aperfeiçoada é atribuída à luz amarela sendo desacoplada do cristal Nd:YVO 407 que pode introduzir aberrações no feixe devido à sua carga térmica. O ruído de amplitude também foi ligeiramente reduzido, com uma variação de pico para pico de 8% sendo observada. Potências de saída de terminação única até 120 mW foram alcançadas pela colocação de um espelho de raio de curvatura de 200 mm (não ilustrado), um espelho revestido HR a 588 nm, atrás do espelho rotativo 451 na posição A para refletir esse feixe de saída no

espelho rotativo 451. A potência de saída total mais baixa é atribuída a algum vazamento de amarelo ocorrendo a partir desse espelho HR adicional.

Uma saída de terminação única também foi obtida na posição A pela substituição do espelho M4 por um espelho ROC HR duplo ($R > 99,6\%$ a 1,064, $R > 99,9\%$ a 1,179 μm , $R > 99,5\%$ a 0,588 μm) de 100 mm na posição B. Isso resultou em um limite mais alto e uma potência amarela total mais baixa de 20 mW na posição A. A saída amarela significativamente mais baixa é devido à refletividade mais baixa no espelho HR duplo utilizado na cavidade no comprimento de onda Raman.

10 Sumário

Em suma, o ressonador dobrado mantém o potencial claro para a geração de potências de saída amarela substancialmente mais altas em um feixe único, uma vez que as características de transmissão do espelho dobrado e espelho de extremidade são totalmente otimizadas. Um desenho de ressonador alternativo seria a inclusão de um espelho intracavidade na cavidade longa que possui alta transmissão nos comprimentos de onda fundamental e primeiro Stokes, e alta refletividade no amarelo.

Os resultados experimentais principais, incluindo limite, e conversão para várias configurações de ressonador são resumidos na Tabela 6.

Demonstrou-se a geração eficiente de amarelo CW a partir de um laser Nd:YVO de alta "finesse" (alto Q) bombeado utilizando um laser de diodo de alto brilho 4W. Consistente com os exemplos anteriores, a chave para a geração eficiente Raman e amarela é a minimização das perdas intracavidade e boa sobreposição entre o modo de cavidade e o ponto de bomba.

Tabela 6: Resumo das características chave para cada cavidade

Configuração de cavidade	acoplador de saída	Comprimento de cavidade	limite (1.064 μm)	limite Raman	M^2	estabilidade de amplitude	potência máxima de saída
curto para Stokes	M2	13 mm	50 mW	1,9 W	-	-	320 mW a 1,176 μm ; 4,5 W de bomba
curto para amarelo	M3	22 mm	~500 mW	2,2 W	3,0	-	92 mW a 0,588 μm ; 4,5 W de bomba
longo para amarelo	M4	112 mm	~500 mW	0,8 W	-	16%	20 mW a 0,588 μm ; 3,2 W de bomba
longo para amarelo	M4	115 mm	1,35 W	2,1 W	1,2	15%	140 mW a 0,588 μm ; 3,2 W de bomba
dobrado para amarelo	M4	115 mm	-	2,5 W	1,1	15%	134 mW a 0,588 μm ; 4,5 W de bomba

No presente exemplo, 92 mW de saída amarela CW foram demonstrados a partir de um laser Nd:YVO Raman automático, intracavidade, muito compacto (~22 mm de comprimento), apesar de com uma qualidade de feixe relativamente baixa ($M^2 \sim 3$). Os aperfeiçoamentos principais na potência de saída, até 140 mW e qualidade de feixe ($M^2 \sim 1,2$) foram obtidos pelo desenho de um ressonador mais longo que permitiu uma boa combinação de modo entre o tamanho de modo da cavidade e o ponto de bomba.

A saída amarela exibe um ruído de amplitude substancial (em torno de 16% de pico a pico) que é análogo ao chamado "problema verde". O ruído de amplitude aumenta com a potência de saída, e foi ligeiramente reduzido quando um furo de pino intracavidade foi inserido na cavidade.

As disposições do presente exemplo destacaram a necessidade de uma cavidade com alto Q (alta "finesse") para uma geração eficiente primeiro Stokes e baixas perdas intracavidade. As perdas adicionais induzidas pelos elementos adicionais na cavidade, por exemplo, o espelho rotativo na posição A da figura 21, contribuíram para uma eficiência de laser reduzida e uma potência de saída total inferior. É antecipado que potência de saída amarela e eficiências ainda maiores podem ser realizadas pela aplicação de revestimentos HR diretamente nas faces dos cristais e/ou pela difusão da união do cristal de ganho Raman automático 407 e o cristal não-linear 411 juntos minimizando, assim, o número de interfaces dentro da cavidade.

Modelagem dos Lasers Raman Intracavidade de Onda Contínua

É descrita abaixo a modelagem para os lasers Raman de onda contínua do tipo examinado nos exemplos acima, e especificamente com relação ao exemplo 2, apesar de ser apreciado que a análise é igualmente aplicável a outros exemplos.

Considerações do Desenho

Os lasers Raman intracavidade envolvem dois processos óticos simultâneos dentro de uma cavidade ótica; a geração de radiação fundamental no cristal de laser, e SRS no cristal Raman (no caso de um cristal Raman automático, ambos esses processos ocorrem em um único cristal). No caso de um laser Raman de frequência dobrada intracavidade, um tercei-

ro processo ótico acoplado - o da geração de segunda harmônica (SHG) - deve ser considerado também. A operação de laser eficiente exige que cada um desses processos óticos seja equilibrado corretamente para produzir a eficiência ideal total.

5 É à primeira vista surpreendente que as potências de diodo cw de poucos watts sejam suficientes para alcançar o limite Raman nesses dispositivos. A fim de se aperfeiçoar o ganho Raman de retorno de forma suficiente, as intensidades fundamentais intracavidade da ordem de 1 MW/cm^2 são necessárias. De acordo com um raio de feixe típico de $150 \mu\text{m}$ no cristal Raman, isso corresponde às potências intracavidade da ordem de 0,5 kW. O bombeamento de diodo de um cristal de laser pode ser considerado um meio eficiente de se acoplar a potência de bomba de diodo de banda larga a uma cavidade de alto Q (alta "finesse"), resultando em um campo fundamental de banda estreita e cavidade aprimorada. O processo de lasing também serve para converter a saída de qualidade de feixe baixa do diodo de laser (que pode ser da ordem de 100 vezes a difração limitada, particularmente para diodos de maior potência) em uma radiação fundamental intracavidade de qualidade de feixe maior, permitindo um foco justo no cristal Raman. Dessa forma, a radiação de diodo de potência baixa é transformada em um campo intracavidade intenso que é focado de forma justa no cristal Raman atingindo o nível de megawatt.

Existe um grande número de complexidades referentes à operação desses dispositivos de laser Raman. Lente térmico forte ocorre em ambos os cristais de laser e Raman. A dinâmica dessas lentes térmicas é diferente, com a potência de lente térmica do cristal de laser escalonando com a potência de bomba de diodo absorvida, e a potência de lente térmica no cristal Raman aumentando com o número de fótons Stokes gerados. Outras complexidades resultam da cavidade de alto Q (alta "finesse") para o campo ótico fundamental (e também o campo ótico Stokes, no caso de geração de amarelo). Descobriu-se que a geometria da cavidade que produz a saída TEM_{00} quando configurada com um acoplamento de saída ideal para a emissão fundamental oscilará em um grande número de modos transversais

quando o acoplador de saída é substituído por um alto refletor.

A limpeza de feixe Raman, um fenômeno muito conhecido que ocorre nos lasers Raman freqüentemente faz com que o campo de cavidade Stokes oscile em um número muito menor de modos transversais; o grau até
 5 onde a limpeza de feixe Raman permite que a saída de qualidade de feixe alta seja obtida depende dos detalhes do ressonador. A limpeza de feixe Raman também é benéfica visto que o tamanho de modo transversal do feixe de maior qualidade permite que densidades de potência maior sejam alcançadas no material não-linear em comparação com a situação correspon-
 10 dente sem a limpeza de feixe Raman onde o feixe Raman possui uma qualidade de feixe similar à do fundamental. Tipicamente, com a limpeza de feixe Raman, o M^2 do feixe Raman é consideravelmente mais baixo do que M^2 do feixe fundamental (isto é, 2 vezes, três vezes mais baixo ou mais). Como um cálculo ilustrativo, considera-se um feixe de laser ressonando em uma cavi-
 15 dade com 100 kW de potência intracavidade. Se esse feixe possuir um tamanho de ponto com raio de 200 μm , a densidade de potência do feixe é de aproximadamente 80 kW/cm². No entanto, se o feixe possuir um tamanho de ponto com raio de 100 μm , então a densidade de potência é de cerca de 318 kW/cm² - isto é, o tamanho de ponto de metade do tamanho dá lugar a
 20 um aumento de quatro vezes na densidade de potência. A aplicação desse cálculo especificamente à limpeza de feixe Raman (considerando uma eficiência de conversão Raman de 50%), se a potência de intracavidade da radiação Raman for de 200 W com um tamanho de ponto no material Raman com raio de 200 μm (a densidade de potência de cerca de 160 kW/cm²) e o
 25 feixe Raman com limpeza possuindo uma potência intracavidade de 100 kW e um tamanho de ponto de 100 μm , então a densidade de potência do feixe Raman no material Raman será de cerca de 318 kW/cm².

Outra consequência do ressonador de alto Q (alta "finesse") é que os campos óticos se tornam tipicamente muito fortes, a absorção de estado terra, a absorção de dois fótons, a absorção de estado excitado, e a
 30 absorção residual nos cristais não-lineares (devido, por exemplo, a pequenas quantidades de íons de impureza) podem se tornar significativas nos

cristais de laser, Raman e/ou não-linear. Uma carga térmica mais alta dos lasers Raman operando no modo cw é observada em comparação com a carga térmica de um laser Raman operando em um modo pulsado, e uma emissão azul muito mais forte (convertida ascendentemente) a partir do cristal Raman KGW também é observada. Uma complexidade adicional referente aos campos óticos altos pode ser os efeitos não-lineares tal como foco automático ou absorção de múltiplos fótons e esses podem se tornar subsequentemente significativos, apesar de até agora isso não ter sido observado.

Descrição do Modelo

Lasers Raman intracavidade são extremamente complexos por natureza. Um modelo completo que tenta combinar com precisão os resultados experimentais precisa incluir modos transversais de ordem alta, lente térmico, efeitos espectrais, efeitos de polarização, e perdas para os modos de ordem alta, todos os quais se baseiam em constantes e parâmetros experimentais pouco conhecidos.

Na presente discussão, um modelo simplificado é considerado para determinar as tendências que suportam esse comportamento complexo. Tal modelo não fornece um acordo perfeito com as medições experimentais, mas revela o jogo entre os muitos parâmetros livres dos lasers Raman, e é uma ferramenta valiosa para a exploração dos regimes nos quais a operação eficiente é possível. A presente discussão tem por objetivo solucionar as questões mais amplas: os lasers experimentais operam com muito pouca ou muita conversão Raman por percurso de retorno? Qual é o jogo entre a intensidade da conversão Raman e o acoplamento de saída Stokes? Qual o jogo entre a intensidade de conversão Raman e a intensidade da duplicação de frequência em um laser Raman duplicado? As perdas residuais são importantes? Qual o escopo para aperfeiçoamento desses lasers? Descobriu-se que o modelo simples pode fornecer uma visão significativa dessas questões fundamentais.

A figura 22 ilustra uma representação esquemática do laser considerado no presente modelo. Uma cavidade 500 unida pelos refletores 501 e 503 contendo um cristal de laser 503 é bombeada por uma luz de bomba

505 a partir de um diodo de laser cw (não ilustrado), um cristal Raman 507, e opcionalmente, um cristal de duplicação 509. Feixes com perfis superiores transversais são modelados, e, ao invés da modelação do laser para uma configuração de cavidade específica, o comportamento do laser é calculado para raios de ponto específicos fornecidos para cada um dos elementos ativos na cavidade. O raio de ponto pode ter um valor diferente em cada elemento, mas o raio é considerado como sendo constante dentro de cada um dos elementos. A radiação de bomba também é considerada como propagada com um raio constante no cristal de laser.

10 Pela modelação do comportamento de laser como uma função dos tamanhos de ponto de cristal, o comportamento subjacente do laser pode ser investigado. Uma vez que os regimes para o melhor desempenho do laser foram identificados, pode-se solucionar o problema de projeto de uma cavidade em separado para realizar esses tamanhos de ponto em cada cristal (esse processo de desenho de cavidade não é endereçado na presente discussão).

 As equações diferenciais para descrever o laser são determinadas utilizando-se o método descrito por J.J. Degnan em IEEE Journal of Quantum Electronics, 1989, 25(2):214-220. Assume-se que todas as interações (ganho de laser, ganho Raman, duplicação de frequência, perdas e transmissões de espelho) sejam espalhadas suavemente por toda a cavidade e que ocorram simultaneamente. Tal método é adequado desde que o ganho/perda de passagem única de cada interação seja pequeno: se isso for verdadeiro, então, a ordem de interações não é importante e é aceitável se modelar, ao invés disso, todas as interações simultaneamente. As equações que governam a mudança na potência em cada campo ΔP por um percurso de retorno (levando tempo Δt) são utilizadas para estimar um dP/dt suavizado para esse campo. Isso resulta em uma equação para cada campo fundamental e campo Stokes, mais uma para a inversão de população; essas equações podendo ser solucionadas para a solução de estado estável para o bombeamento cw.

 As equações resultantes para um laser Raman dobrado intraca-

vidade são:

$$\frac{dP_F}{dt} = \frac{c\sigma_G N^* P_F l_L}{l} - \frac{cP_F P_S g_R l_R}{l A_R \lambda_F / \lambda_S} - \frac{cP_F (T_F + L_F)}{2l} \quad (4)$$

$$\frac{dP_S}{dt} = \frac{cP_F P_S g_R l_R}{l A_R} - \frac{ckl_D^2 P_S^2}{l A_D} - \frac{cP_S (T_S + L_S)}{2l} \quad (5)$$

$$\frac{dN^*}{dt} = \frac{P_P \lambda_P}{hc A_L l_L} - \frac{2\lambda_F \sigma_G N^* P_F}{hc A_L} - \frac{N^*}{\tau_L} \quad (6)$$

$$k = \frac{2\pi^2 d_{eff}^2}{\epsilon_0 c n^3 \lambda_D^2} \quad (7)$$

$$l = [l_C + l_L(n_L - 1) + l_R(n_R - 1) + l_D(n_D - 1)] \quad (8)$$

em que N^* é a densidade de inversão de cristal de laser, P_F , P_S são potências intracavidade fundamental e Stokes, T_F , T_S , L_F , L_S são as transmissões de acoplamento de saída e perdas de percurso de retorno para os campos

5 fundamental e Stokes.

Nos cristais de laser, Raman e de duplicação: A_L , A_R , A_D são as áreas de ponto (com raios de ponto correspondentes r_L , r_R , r_D), l_L , l_R , l_D , são os comprimentos de cristal, e n_L , n_R , n_D são os índices de refração de cristal (considerado igual em todos os comprimentos de onda). l_C é o comprimento de cavidade, l é o comprimento de cavidade ótica, σ_L , τ_L são a seção transversal de emissão de cristal de laser e a vida útil de nível superior, g_R é o coeficiente de ganho Raman estimulado, P_P é a potência de bomba de diodo incidente, λ_P , λ_F , λ_S , λ_D são comprimentos de onda de radiação de bomba, fundamental, Stokes e Stokes dobrado e d_{eff} é a não-linearidade efetiva do cristal de duplicação. A partir das potências intracavidade de via única pode-se definir as potências de saída como:

$$P_F^{out} = P_F T_F \quad (9)$$

$$P_S^{out} = P_S T_S \quad (10)$$

$$P_D^{out} = \frac{kl_D^2 P_S^2 T_D}{A_D} \quad (11)$$

em que T_D é a transmissão do espelho de saída para a radiação Stokes dobrada.

As considerações chave feitas nesse modelo são como se segue: Assume-se que a energia da bomba seja completamente absorvida pelo cristal de laser (uma consideração precisa para a maior parte das experiências), e assume-se que o volume bombeado e o modo de laser sobre-

5 põem perfeitamente, como os modos fundamental, Stokes e Stokes dobrado na cavidade. A emissão espontânea e o espalhamento Raman espontâneo para dentro do modo de cavidade é negligenciado (esses termos seriam necessários a fim de se solucionar um comportamento dependente de tempo do laser). A combinação de fase perfeita no cristal de duplicação também é

10 considerada para a duplicação da radiação Stokes, e o campo fundamental não é dobrado. A radiação Stokes dobrada não é ressonada na cavidade; portanto, não há necessidade de se modelar o campo Stokes dobrado na cavidade, mas é suficiente se representar simplesmente a duplicação como uma perda para o campo Stokes.

15 Resultados

A seguir, as equações de modelo são solucionadas por seus valores de estado estável para potência de bomba constante P_P , adequados para comparação com a saída dos lasers cw experimentais. As configurações de laser simuladas são baseadas nas disposições de laser dos exem-

20 plos descritos acima. A Tabela 7 lista os parâmetros de material relevantes adequados para esses dispositivos.

Estimativas de parâmetros do ressonador de laser também são necessárias e estima-se que o raio de ponto TEM_{00} no cristal de laser tenha 150 μm , o tamanho de ponto no cristal Raman seja de 125 μm , e as perdas

25 de percurso de retorno nos comprimentos de onda fundamental e Stokes seja de 1%. Essas estimativas se aplicam a ambas as configurações de laser Raman simples e laser Raman dobrado: a adição do cristal de duplicação à cavidade tem muito pouco efeito no limite do laser. Enquanto existe alguma incerteza sobre o valor exato dos parâmetros, se tem por objetivo a de-

30 terminação de tendências amplas ao invés de o fornecimento de previsões numéricas precisas; essas estimativas são suficientes para a presente discussão.

Tabela 7: Valores de parâmetro para Nd:GdVO₄, KGW (mudança de 901 cm⁻¹), e LBO (combinação de fase não crítica utilizando duplicação tipo I)

Parâmetro	Valor
λ_P	808 nm
λ_F	1063 nm
λ_S	1176 nm
λ_D	588 nm
n_L	2,1
n_R	2,0
n_D	1,6
τ_i	100 μ s
σ_L	$7,6 \times 10^{-19}$ cm ²
σ_R	5×10^{-9} cm/W
d_{eff}	$8,4 \times 10^{-13}$ m/V

Limite para oscilação Stokes

5 O desenho de um laser Raman de forma que tenha um limite Raman baixo é vital para se obter uma alta eficiência, e permite o uso de diodos de bomba de baixa potência.

A intensidade do campo fundamental na cavidade de laser resulta em níveis muito altos à medida que a potência da bomba é aumentada na direção do limite Raman, visto que o campo fundamental experimenta uma cavidade com um Q muito alto (alta "finesse"). Para a maior parte dos desenhos de cavidade, a intensidade do campo fundamental no limite Raman é muito maior do que a intensidade de saturação para o material de laser: para Nd:GdVO₄ a intensidade de saturação é de apenas 2,5 kW cm². Nesse regime, a energia de bomba de diodo suprida para o cristal de laser é então eficientemente convertida em radiação fundamental e a perda de potência por emissão espontânea é baixa. As equações do modelo podem ser simplificadas negligenciando-se τ_L para se obter uma expressão analítica para a potência de bomba de diodo necessária para se alcançar o limite Stokes:

$$20 \quad P_P = \frac{A_R}{g_R L_R} \frac{\lambda_F}{\lambda_P} \frac{(T_S + L_S)(T_F + L_F)}{2} \quad (12)$$

Nota-se que a mesma fórmula de limite se aplica igualmente a lasers Raman dobrados intracavidade: adição do cristal de duplicação na

cavidade não afeta o limite Raman, exceto para quaisquer perdas de percurso de retorno passivo adicionais, visto que no limite Raman o campo Stokes é muito pequeno e o cristal de duplicação não exaure o campo Raman.

5 A equação (12) é válida desde que a intensidade total do campo fundamental no limite Raman (e acima) seja muito maior do que a intensidade de saturação da transição de laser; essa condição é equivalente à condição a seguir relacionada com as áreas de modo nos cristais de laser e Raman:

$$A_L \ll A_R \left[\frac{(T_S + L_S) \lambda_L \sigma_L \tau_L}{h c g_R l_R} \right] \quad (13)$$

10 A condição na equação (13) pode ser avaliada para a disposição do exemplo 2 acima, para se obter $A_L < 580 A_R$ para o conjunto de espelho A ($T_F=0,2\%$, $T_S=0,8\%$) e $A_L < 290 A_R$ para o conjunto de espelho B ($T_F=0,005\%$, $T_S=0,005\%$). Essas diferenças são bem satisfeitas e dessa forma negligenciar τ_L é justificado e a aproximação do limite Raman fornecido pela equação (12) é válida para os lasers sendo considerados. A equação (12) fornece para o conjunto de espelho B um limite Raman de 2,6W, em comparação com o limite medido de 2,5W. Para o conjunto de espelho A, a equação (12) fornece um limite Raman de 5,6W, em comparação com um limite medido de 6,6W para o laser Raman simples, e 6,9W para o Raman dobrado.

20 Um ponto importante revelado pela equação (12) é que a área de modo no cristal de laser A_L não afeta o limite. Desde que r_L seja combinado com o tamanho de ponto de bomba, aumentar r_L em até cinco vezes r_R ainda satisfará a equação (13) para o conjunto de espelho B, e, dessa forma, não afetará o limite. Isto é significativo para o desenho de laser visto que é problemático se focar a radiação a partir dos diodos de bomba em pontos muito pequenos devido à sua baixa qualidade de feixe. Com um desenho de cavidade que alcança um tamanho de ponto pequeno no cristal Raman e um tamanho de ponto muito maior no cristal de laser, os limites Raman inferiores podem ser alcançados sem se exigir um diodo de laser de bomba com

30 qualidade de feixe aperfeiçoada.

A equação (12) indica que a redução das perdas para a radiação fundamental e Stokes pode reduzir muito o limite Raman. Com o desenho de cavidade para reduzir ainda mais o tamanho de ponto no cristal Raman, existe escopo para a redução do limite Raman para esses lasers com poucas centenas de miliwatts.

Eficiência de laser Raman intracavidade cw

Os parâmetros que determinam a eficiência de um laser Raman intracavidade serão agora considerados. Os parâmetros que podem ser controlados são o acoplamento de saída Stokes, o tamanho de ponto no cristal Raman, e a escolha do comprimento de cristal Raman e do material.

A eficiência geral de um laser Raman pode ser dividida em três eficiências sequenciais. Primeiro, a potência de bomba de diodo depositada no cristal de laser deve ser extraída de forma eficiente para dentro do campo de laser fundamental. Em segundo lugar, os fótons fundamentais devem ser convertidos de forma eficiente em fótons Stokes, e finalmente os fótons Stokes devem ser eficientemente acoplados fora da cavidade e dentro do feixe de saída. Na prática isso significa que a conversão de percurso de retorno dos fótons fundamental para Stokes deve exceder bem as perdas de cavidade de campo fundamental, uma conversão muito alta, no entanto, impede que o campo fundamental suba para um nível suficiente para extrair de forma eficiente a energia na inversão de população (isso ocorre se a equação (13) não for satisfeita). O acoplamento de saída Stokes deve exceder muito o das perdas de cavidade para o campo Stokes, um acoplamento de saída muito alto impedindo que o campo Stokes suba para alcançar uma conversão Raman eficiente e resulta em um limite Raman alto.

A figura 23 ilustra como a eficiência total calculada (P_{S}^{OUT}/P_P) de um laser Raman depende do tamanho de ponto Raman e do acoplamento de saída Stokes. Os parâmetros a seguir foram utilizados com base no trabalho de Dekker: um cristal de laser Nd:GdVO₄ de 10 mm com um raio de bomba de diodo e raio de modo no cristal de 150 μ m, um cristal Raman KGW de 25 mm, $(L_F+T_F)=1,2\%$, e $L_S=1\%$. A potência de bomba de diodo incidente no cristal de laser sendo de 15W. Os parâmetros de material são

fornecidos na Tabela 7.

A característica chave da figura 23 é o aumento forte na eficiência e saída visto que o tamanho de ponto Raman é reduzido - para obter uma melhor eficiência a cavidade deve ser projetada para minimizar o tamanho de ponto Raman. O acoplamento de saída para o campo fundamental fornecido pela conversão Raman é inferior a seu valor ideal para toda a faixa de parâmetro aqui. O formato do gráfico é determinado predominantemente pelo melhor equilíbrio entre um acoplamento de saída Stokes baixo que melhora o campo Stokes e aumenta o acoplamento de saída para o fundamental, e um acoplamento de saída Stokes alto que alcança uma extração eficiente do campo Stokes a partir da cavidade. À medida que o tamanho de ponto Raman é reduzido, o acoplamento de saída ideal é mudado para valores mais altos, e eficiências gerais mais altas são alcançadas.

O laser do exemplo 2 acima operou com um tamanho de ponto da ordem de $125\ \mu\text{m}$ no cristal Raman, com um acoplamento de saída total de 0,8% incluindo a saída de ambos os espelhos de extremidade de laser. O ponto correspondente na figura 23 é marcado por uma cruz branca; é estimado a partir do modelo que o laser opera com uma eficiência de 20% em comparação com uma eficiência experimental de 13% para 15W de potência de bomba de diodo. A potência intracavidade nos comprimentos de onda fundamental e Stokes são ambas de aproximadamente 800 W. Está claro que aperfeiçoamentos fortes da eficiência experimental serão provavelmente alcançados pela redução do tamanho de ponto no cristal Raman enquanto se aumenta simultaneamente o acoplamento de saída para o campo Stokes.

A figura 23 pode ser utilizada para prever mais de apenas a dependência da eficiência no tamanho de ponto Raman. O tamanho de ponto, o coeficiente Raman, e o comprimento de cristal Raman aparecem nas equações de modelo sempre em termos de $g_R l_R / A_R$ (nota-se que, enquanto l_R aparece implicitamente no comprimento de cavidade ótica l , o comprimento de cavidade não afeta as soluções de estado estável). A duplicação do comprimento de cristal ou do coeficiente de ganho Raman tem, portanto, um efeito exatamente equivalente à redução do raio de ponto por $\sqrt{2}$.

Uma expressão analítica simples pode ser determinada para o ganho de eficiência geral utilizando-se a consideração que a emissão espontânea do cristal de laser pode ser negligenciada. O campo fundamental é preso em seu valor no limite Raman para potências de bomba maiores, e, logo, a equação (13) ainda é a condição correta que essa consideração seja válida acima do limite Raman. Segue-se que:

$$P_s^{OUT} / P_P = \frac{T_S}{(T_S + L_S)} \frac{\lambda_P}{\lambda_S} - \frac{T_S (T_F + L_F)}{2} \frac{\lambda_F}{\lambda_S} \frac{A_R}{P_P g_R l_R} \quad (14)$$

em que a expressão é válida para as potências de bomba de diodo P_P que excede o limite Raman definido pela equação (12). O primeiro termo na equação (14) representa a eficiência máxima limitadora que pode ser obtida, configurada pela eficiência de quantum geral e a facção dos fótons Stokes gerados que são acoplados de forma útil fora da cavidade. O segundo termo determina o quão perto o sistema de laser se aproxima dessa máxima teórica. Com essa aproximação a eficiência é determinada pelo parâmetro de acoplamento Raman $K_R = P_P g_R l_R / A_R$ que é um parâmetro sem unidade. O gráfico da figura 23 é ilustrado com um eixo geométrico direito rotulado em termos de K_R . O efeito na eficiência da duplicação da potência de bomba de diodo é, dessa forma, aproximado pela consideração de um raio de ponto reduzido por $\sqrt{2}$.

A importância das perdas de percurso de retorno residuais será considerada agora. As perdas de percurso de retorno afetam ambos a eficiência e o limite dos lasers Raman, como ilustrado nas equações (12) e (14). Essas perdas podem ser decorrentes de transmissão e absorção indesejadas de espelho, perdas nas superfícies intracavidade, e perdas por espalhamento e absorção nos cristais. Algumas dessas perdas podem ser não-lineares e dependerem da densidade de inversão no cristal de laser ou da intensidade dos campos óticos fundamental ou Stokes; nota-se que o modelo inclui apenas perdas lineares.

A figura 24 ilustra a eficiência total de um laser Raman intracavidade como uma função das perdas de percurso de retorno fundamental e Stokes. O raio de ponto no cristal Raman é configurado para 125 μm , e o

acoplamento de saída Stokes é de 2%. Todos os outros parâmetros são como nas figuras 23 e Tabela 7. A figura 24 ilustra que as perdas para a radiação Stokes e fundamental são igualmente importantes, com um aumento forte na eficiência associado com uma redução nas perdas. A redução das perdas de percurso de retorno para fundamental e Stokes de 1% para 0,5% aumenta a eficiência da geração Raman de 18% para 39%.

Em suma, pode-se observar que a rota para se alcançar eficiências muito maiores para lasers Raman intracavidade cw se encontra no aumento do parâmetro de acoplamento Raman enquanto também aumenta o acoplamento de saída para radiação Stokes. A redução adicional das perdas de percurso de retorno abaixo de 1% também trará um aumento forte na eficiência. O tamanho de ponto no cristal de laser não é importante dentro da razão, e pode ser projetado para se adequar aos parâmetros de feixe de saída do diodo de bomba. De forma similar, o comprimento de cavidade pode não ter qualquer efeito no comportamento em estado estável, e pode ser tratado como um parâmetro livre quando do projeto da cavidade de laser.

Eficiência dos lasers Raman intracavidade cw com duplicação de frequência intracavidade.

A dinâmica dos lasers Raman dobrados intracavidade será discutida agora. Para tal laser, a redução das perdas e das transmissões de acoplamento de saída de espelho para a radiação Stokes e fundamental o máximo possível é desejada. O processo de duplicação então dobra a frequência do campo Stokes, e a radiação dobrada sai da cavidade através do espelho de extremidade com baixa perda. A fração efetiva do acoplamento de saída por percurso de retorno sofrida pelo campo Stokes é então igual ao dobro da eficiência de conversão da passagem única da conversão de Stokes para amarelo. A partir da figura 23 pode ser observado que o acoplamento de saída ideal para a radiação Stokes é da ordem de um percentual pequeno: um valor que pode ser obtido com um cristal de duplicação em uma cavidade de alto Q (alta "finesse"). Um cristal não-linear é de muitas formas um acoplador de saída ideal para um sistema de laser Raman. No limite Raman não há acoplamento de saída, e, logo, o limite Raman pode ser

extremamente baixo. À medida que o bombeamento é aumentado, o acoplamento de saída aumentado pode permitir uma operação altamente eficiente.

A figura 25 ilustra a eficiência total calculada P_{OUT}^D/P_P de um laser Raman dobrado intracavidade como uma função dos tamanhos de ponto nos cristais Raman e de duplicação. Os parâmetros a seguir são utilizados: um cristal de laser Nd:GdVO₄ de 10 mm com um raio d bomba de diodo e raio de modo no cristal de 150 μ m, um cristal Raman KGW de 25 mm, um cristal LBO de 10 mm de comprimento, L_F e L_S iguais a 1% e T_F e T_S iguais a 0,01%. A radiação Stokes dobrada gerada pelo cristal na direção do espelho de extremidade de cavidade adjacente sai da cavidade com 90% de eficiência; a radiação gerada na outra direção é absorvida pelo cristal de laser. A potência de bomba diodo incidente no cristal de laser foi de 15 W. Esses parâmetros foram similares ao laser do exemplo 2 utilizando o conjunto de espelho B. Para o tamanho de ponto TEM₀₀ estimado para o laser do exemplo 2 de 125 μ m no cristal KGW e 100 μ m no cristal LBO uma eficiência de 9,7% é prevista (marcada por uma cruz na figura 25). Isto é significativamente maior do que uma eficiência de 4,5% medida para a potência de bomba de 15 W no exemplo 2; no entanto, espera-se que o laser experimental opere menos do que o ideal basicamente devido ao fato de o laser operar em muitos modos transversais.

De forma similar à do laser Raman intracavidade simples, pode ser observado imediatamente a partir das equações de modelo que a eficiência da saída dobrada é determinada pelos parâmetros $g_R I_R/A_R$ e kl_D^2/A_D . Para a aproximação na qual a emissão espontânea a partir do cristal de laser pode ser negligenciada (uma consideração razoável para as faixas representadas na figura 25), a eficiência pode ser definida como uma função dos parâmetros de acoplamento de duplicação e Raman sem unidade $K_R = P_P g_R I_R/A_R$ e $K_D = P_P k l_D^2/A_R$: os eixos geométricos direito e superior da figura 25 são rotulados em termos de parâmetros de acoplamento. Pode então ser inferido a partir da figura 25 não apenas o comportamento de escalonamento como uma função das áreas de modo nos cristais de duplicação e

Raman, mas também como uma função dos comprimentos de cristal, parâmetros não-lineares e potência de bomba de diodo. É notado também que as expressões analíticas para a eficiência são muito complexas para fornecer diretamente uma visão dentro do comportamento do laser, e não são
5 consideradas no presente modelo.

A figura 25 revela que para uma operação de maior eficiência ambos os parâmetros de acoplamento $K_R = P_{pgR}/A_R$ e $K_D = P_{pk}^2/A_R$ precisam ser aumentados o máximo possível. Um equilíbrio entre os dois também é necessário: se o parâmetro de duplicação K_D for muito alto em comparação com o parâmetro Raman K_R , uma redução na eficiência é observada visto que o cristal de duplicação apresenta uma perda muito alta para o campo Stokes, impedindo o aumento suficiente do campo Stokes para realizar a conversão eficiente do campo fundamental para o campo Stokes. Para um parâmetro Raman muito alto, uma redução pequena na eficiência é observada à medida que o acoplamento de saída apresentado para o campo fundamental excede seu valor ideal. O aumento dos parâmetros Raman e de duplicação juntos permite que o acoplamento de saída efetivo para a radiação Stokes seja aumentado enquanto ainda mantém um acoplamento de saída efetivo adequado para os fótons fundamentais.
10
15

A importância das perdas residuais de percurso de retorno são agora consideradas. A figura 26 ilustra a eficiência calculada de geração de radiação Stokes dobrada como uma função das perdas para os campos Stokes e fundamental (nota-se que para esse cálculo pode-se contar T_F e T_S como perdas). O cálculo utilizou os mesmos parâmetros que a figura 25, com o raio de ponto no cristal Raman e de duplicação configurado para 125 μm e 100 μm , respectivamente. Para esses parâmetros, a eficiência é mais sensível para as perdas Stokes do que para as perdas fundamental; isso se deve simplesmente ao fato de o acoplamento de saída efetivo para a radiação Stokes ser muito inferior ao ideal, e, logo, as perdas Stokes adicionais são mais prejudiciais do que para o laser modelado da figura 24. No exemplo 2 acima, uma eficiência de 4,5% para uma cavidade com $T_F + L_F = 1,101\%$ e $T_S + L_S = 1,01\%$ (conjunto de espelho B) foi medida; o modelo prevê 9,7% de
20
25
30

eficiência (indicada pela cruz branca na figura 26). Para uma cavidade com $T_F + L_F = 1,2\%$ e $T_S + L_S = 1,8\%$ (conjunto de espelho A), uma eficiência de $1,6\%$ foi medida no exemplo 2; o modelo prevê $3,7\%$ (indicado pelo círculo branco na figura 26).

5 Esses resultados destacam a importância de se reduzir as perdas de cavidade o máximo possível, e indicam que mesmo no nível de 1% , as perdas são altamente limitadoras do desempenho desses lasers. Se as perdas puderem ser reduzidas de 1% para $0,5\%$, o modelo prevê um aumento na eficiência de 10% para 19% .

10 Em suma, pelo aumento dos parâmetros de acoplamento para os processos Raman e de duplicação juntamente com a redução das perdas de percurso de retorno, o modelo acima sugere a possibilidade de aumento na eficiência dos lasers Raman dobrados para mais de 20% . Vale lembrar também que o desenho de laser modelado acopla apenas metade dos fótons amarelos gerados fora da cavidade. Com um desenho de cavidade a-

15 perfeçoado incorporando um polarizador intracavidade ou espelho dicróico, pode-se quase que dobrar a potência de saída do laser. Para uma cavidade na qual os fótons Raman dobrados são ressonados uma vez através do cristal o parâmetro de acoplamento de duplicação também pode ser aumentado

20 devido à sementeira da segunda passagem através do cristal de duplicação. Dessa forma, a eficiência de mais de 40% pode ser obtida.

Implicações para desenho de laser

Aqui algumas implicações dos resultados do modelo são consideradas, e como podem ser aplicados ao desenho de laser.

25 Para o laser Raman intracavidade a eficiência pode ser aperfeiçoada pelo aumento do parâmetro de acoplamento não-linear no cristal Raman. Frequentemente, apenas uma potência de bomba fixa é disponível, e um material Raman específico é utilizado a fim de alcançar um determinado comprimento de onda. A fim de se aumentar o parâmetro de acoplamento

30 Raman, então, a razão I_R/A_R deve ser aumentada através de uma combinação de redução de tamanho de modo e aumento do comprimento de cristal. Existe, obviamente, um limite para os aperfeiçoamentos cortados dessa for-

ma. A difração dos feixes deve ser compensada e o valor de $1/A_R$ que tem sua média realizada através do comprimento do cristal também deve ser considerado. Visto que o feixe de bomba é focado de forma tão justa dentro do cristal que o parâmetro confocal do arqueamento do feixe se torna comparável com o comprimento do cristal, então esse pequeno raio de modo não é mais mantido para todo o comprimento do cristal. O foco cada vez mais justo agora traz muito menos vantagem. O laser do exemplo 2 acima utiliza um cristal Raman de 2,5 cm, e um tamanho de modo de 125 μm com um parâmetro confocal associado de 9 cm. Para esse caso então existe ainda benefícios substanciais a serem obtidos pelo aumento do comprimento do cristal ou pela redução do tamanho do modo no cristal Raman.

Para o laser Raman intracavidade dobrado é desejável se aumentar ambos o parâmetro de acoplamento Raman e de duplicação para aperfeiçoar a eficiência. O aumento de K_D é mais facilmente obtido na prática pelo aumento do comprimento do cristal, fazendo uso da dependência I_D^2 do parâmetro de acoplamento. O exemplo 2 utilizou um cristal não-linear LBO de 1 cm, utilizado para a combinação de fase não crítica tipo I. Os cristais LBO de até 4 cm podem ser utilizados rotineiramente para esse tipo de combinação de fase; tal cristal oferece uma forma simples de se alcançar um aumento de 16 vezes em K_D , equivalente a uma redução de 4 vezes no raio de ponto de duplicação nas figuras 25 e 26.

Para se alcançar uma operação eficiente em um baixo número de modos transversais, é essencial se cominar o tamanho do modo de cavidade no cristal de laser com o tamanho de ponto do diodo da bomba. Enquanto é difícil se focar de forma precisa a saída dos diodos que tipicamente possuem qualidade de feixe extremamente baixa, o modelo sugere que a operação bem sucedida possa ser observada com um tamanho de modo relativamente grande no cristal de laser enquanto ainda utiliza um tamanho de modo menor no cristal Raman. O desenho de tal cavidade permitirá a cominação aperfeiçoada entre o modo de laser e a saída do diodo, e ainda alcançará um baixo limite Raman e uma alta eficiência.

Tendo decidido quais os tamanhos de ponto, pode-se começar a

desenhar uma cavidade. O desenho deve levar em consideração as lentes térmicas que são estabelecidas nos cristais de laser e Raman; a intensidade dessas lentes dependerá da potência de bomba incidente, e, dessa forma, a cavidade deve ser projetada para uma faixa específica de potências de bomba. O comprimento da cavidade não é um fator determinante do limite ou eficiência dos lasers, mas é uma consideração importante para a determinação da estabilidade das cavidades simples de dois espelhos: as cavidades são geralmente mantidas curtas a fim de se manter a estabilidade da cavidade quando a lente térmica no cristal de laser se torna forte. Um desenho de cavidade com um tamanho de ponto maior no cristal de laser possui uma segunda vantagem que a intensidade da lente térmica para uma determinada potência de bomba é reduzida, facilitando as restrições no desenho da cavidade. Uma cavidade mais complexa tal como uma cavidade de três ou quatro espelhos dobrada pode permitir um maior controle sobre os tamanhos de ponto em cada um dos cristais na cavidade, e também permitir desenhos de cavidade que são mais estáveis para lentes térmicas mais fortes. Um desenho com tamanhos de ponto otimizados em cada um dos cristais combinado com a estabilidade aperfeiçoada contra as lentes térmicas permitirá que os lasers sejam operados com grande eficiência aumentada.

Investigação adicional das fontes dominantes das perdas de percurso de retorno pode revelar a melhor abordagem para a redução dessas perdas; possíveis abordagens incluindo espelhos dielétricos revestidos diretamente nas faces de extremidade do cristal, aperfeiçoamento da qualidade dos revestimentos anti-reflexo nos cristais, e investigação e redução das perdas de espalhamento em cada um dos cristais.

É descrito acima um modelo de onda plana dos lasers Raman intracavidade e lasers Raman dobrados intracavidade. Para a maior parte das faixas de parâmetro, a potência depositada no cristal de laser por um diodo de laser de bomba é extraída de forma muito eficiente para dentro do campo de laser fundamenta. O papel do cristal de laser é considerado um meio de se transferir de maneira eficiente a potência do diodo de qualidade de feixe baixa para o campo fundamental fortemente melhorado em cavi-

de de qualidade de feixe alta. O limite e a eficiência do laser Raman intracavidade podem ser aproximados por expressões analíticas simples que indicam a importância de cada um dos parâmetros de desenho desses lasers. Uma implicação importante é que a área de ponto de diodo de bomba e a

5 área de modo no cristal de laser não são um fator determinante para o limite Raman ou eficiência do laser, desde que sejam combinados. Os desenhos de cavidade com pontos significativamente menores no cristal Raman do que no cristal de laser podem levar a um laser com um limite Raman baixo que pode ser bombeado utilizando-se diodos de bomba com baixa qualidade

10 de feixe.

A eficiência do sistema de laser Raman e laser Raman dobrado foi calculada e é observado que os resultados escalonam com os parâmetros de acoplamento de duplicação e Raman, com perdas de cavidade. Para o laser Raman intracavidade dos exemplos acima, os resultados indicam

15 geralmente que um aumento grande no parâmetro de acoplamento Raman é a melhor abordagem para alcançar a operação de alta eficiência. Para lasers Raman dobrados intracavidade, pode ser concluído que ambos os parâmetros Raman e de acoplamento de duplicação podem ser aumentados fortemente a fim de aumentar a eficiência de laser; os parâmetros devem, no entanto, ser aumentados em conjunto para manter o equilíbrio entre os processos não-lineares. É previsto que os lasers Raman dobrados intracavidade com eficiências da ordem de 40% podem ser realizados com novos desenhos de cavidade que maximizam os parâmetros de acoplamento e minimizam as perdas de ressonador.

20

25 Processo de Desenho de Laser

Em termos gerais, essa é a forma na qual se pode abordar o desenho de um laser Raman cw dobrado intracavidade desde o começo com base na descrição, modelagem e exemplos acima.

Primeiro, o meio de ganho fundamental e Raman são escolhidos

30 de modo a fornecer um comprimento de onda de saída na faixa desejada. Algumas vezes um comprimento de onda particular é necessário, e apenas uma combinação de cristais alcançará esse comprimento de onda, mas mais

normalmente, é possível se escolher entre os vários materiais.

Os materiais de laser tal como NdYVO_4 e NdGdVO_4 são escolhas adequadas em muitas disposições, visto que possuem, cada um, uma seção transversal de emissão estimulada alta, larguras de banda de ampla absorção, boas propriedades térmicas e produzem uma saída fundamental polarizada, apesar de ser apreciado pelos versados na técnica que outros materiais de laser também podem ser empregados. Por exemplo, NdYAG também é uma escolha adequada, apesar de produzir uma saída não polarizada a menos que um elemento de polarização seja utilizado, e tais elementos podem resultar em perdas por despolarização indesejáveis significativas. Por outro lado, NdYAG possui propriedades térmicas altamente desejáveis e pode ser implementada com sucesso em um sistema de laser Raman cw sem um polarizador se desejado, apesar de apenas uma polarização do feixe fundamental na cavidade do ressonador ser convertida por SRS.

Pode haver muitos meios Raman ativos de estado sólido possíveis que podem ser escolhidos dependendo do sistema a ser projetado. Os critérios básicos de seleção incluem custo, tamanho, limite de danos, coeficiente de ganho Raman e propriedades térmicas. Os cristais preferidos para muitas disposições são YVO_4 , GdVO_4 , $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ e $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ com base em seus coeficientes de ganho Raman moderadamente altos, boas propriedades térmicas e alto limite contra danos, apesar de ser apreciado pelos versados na técnica que outros meios Raman também podem ser empregados. Por exemplo, $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ e $\text{Ba}(\text{WO}_4)$ possuem ganho Raman mais alto e podem ser preferidos para sistemas de potência mais baixa onde o limite baixo é necessário. O diamante é um material alternativo adicional, possuindo o maior ganho Raman e um limite contra danos muito alto, mas um custo alto também.

Existem muitos cristais de duplicação possíveis, e o critério principal de seleção são custos, tamanho, limite contra danos, coeficiente não-linear, birrefringência walkoff, ângulo de aceitação e largura de banda de temperatura e a capacidade de combinar em fase os um ou mais comprimentos de onda de interesse. Os cristais preferidos em muitas disposições

são KTP, RTP, LBO e BBO, apesar de ser apreciado pelos versados na técnica que outros materiais não-lineares também podem ser empregados. KTP e RTP possuem coeficientes não-lineares altos, mas não são adequados para sintonizar para gerar a saída selecionável por comprimento de onda.

- 5 LBO e BBO possuem coeficientes não-lineares inferiores, mas podem ser sintonizados por ângulo e/ou temperatura através de uma ampla faixa de comprimentos de onda.

Tendo selecionado os cristais, o ressonador deve ser projetado. É crítico que as perdas totais do ressonador (isto é, perdas de espelho como os comprimentos de onda no ressonador, perdas por espalhamento/reflexo dos elementos da cavidade do ressonador ou outras perdas de percurso de retorno) sejam mantidas baixas para obter potências circulantes altas nos comprimentos de onda fundamental e Raman, visto que a eficiência nos processos não-lineares (SRS e SHG) dependem de forma crítica dessas potências. Dessas perdas, as perdas de espelho nos comprimentos de onda fundamental e Raman são as mais importantes de forma que a cavidade do ressonador precise ser uma cavidade de alto Q (alta "finesse") nesses comprimentos de onda. Simultaneamente, a cavidade do ressonador precisa enviar de forma eficiente o comprimento de onda do feixe Raman convertido em frequência, de forma que a transmissão dos espelhos nesse comprimento de onda seja muito alto (>90%). Dessa forma, os espelhos da cavidade do ressonador precisam ser projetados de forma que a cavidade seja simultaneamente uma cavidade de alto Q (alta "finesse") nos comprimentos de onda fundamental e Raman e também uma cavidade de baixo Q (baixa "finesse") no comprimento de onda convertido por frequência a ser enviado.

Outras perdas que devem ser minimizadas incluem revestimentos AR (revestimentos de boa qualidade necessários, e perdas podem ser minimizadas pela orientação das faces de cristal de forma perpendicular ao eixo geométrico do ressonador), e as perdas por absorção nos cristais nos comprimentos de onda fundamental e Raman (podem ser minimizadas pela utilização de cristais de boa qualidade com baixos níveis de impureza). As perdas nos comprimentos de onda fundamental e Raman podem ser deter-

minadas a partir das medições de espectrofotômetro de transmissão, absorção e/ou reflexo, e/ou pelas medições operacionais tal como técnicas Fınday Clay.

Como descrito acima na discussão sobre modelagem, o limite para SRS é alcançado quando o ganho Raman excede as perdas do ressonador para o comprimento de onda Stokes, isto é, $(1 - \text{roundtrip loss}) \exp(2g_R I_L) \geq 1$. I_L , a intensidade do fundamental nos cristais Raman necessária para SRS, depende do comprimento do cristal Raman. Essa condição limítrofe pode ser calculada numericamente e as figuras de 27 a 29 ilustram os cálculos numéricos do limite Raman de onda contínua e a potência circulante intracavidade no limite para os cristais Raman de nitrato de bário, $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, KGW e $\text{Ba}(\text{WO}_4)$, respectivamente. As figuras 27a, 27b, 27c, 28a, 28b e 29a e 29b são representações do limite Raman de onda contínua para os comprimentos de cristal de 1, 2, 3, 4, e 5 mm e para a perda de percurso de retorno do ressonador de 0 a 5% (figuras 27a, 28a, 29a) e 0 a 0,5% (figuras 27b, 28b, 29b). As figuras 27c, 27d, 28c, 28d, 29c e 29d são representações da potência circulante intracavidade para os comprimentos de cristal de 1, 2, 3, 4, e 5 mm e para a perda de percurso de retorno de ressonador de 0 a 5% (figuras 27c, 28c, 29c) e 0 a 0,5% (figuras 27d, 28d, 29d)). A "finesse" do ressonador nas perdas de percurso de retorno das figuras 27 a 29 pode ser obtida com referência às figuras 37b e 37c. O limite Raman I_L é calculado utilizando-se a fórmula:

$$I_L = \frac{1}{2g_R l} \cdot \ln \left(\frac{1}{1 - \text{roundtrip loss}} \right) \quad (15)$$

em que l é o comprimento do material Raman.

A potência circulante no comprimento de onda Stokes é então calculada a partir da fórmula:

$$P_S = I_L (\pi \omega_F^2) \quad (16)$$

em que ω_F é o radio do modo ressonador fundamental no material Raman.

O comprimento preferido do cristal Raman é freqüentemente algo em torno de 1 a 2 cm, para a maior parte das disposições do sistema de laser. Os cristais mais longos podem ser utilizados nos lasers de potência

mais baixa para reduzir a intensidade limite, enquanto cristais Raman mais curtos permitem que laser mais compactos sejam desenhados. Cristais mais curtos também podem ser desejáveis em ressonadores lineares onde o lente térmico forte no cristal de laser é uma limitação para o aumento de potência.

- 5 Nesse caso, potências de saída maiores são possíveis visto que o comprimento da cavidade pode ser encurtado. Tipicamente I_L é em torno de 100kW/cm^2 ou mais. (Tal número é mais típico para $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ e $\text{Ba}(\text{WO}_4)$. Maiores intensidades, $>200\text{kW/cm}^2$ são normalmente necessárias para YVO_4 , GdVO_4 , $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ e $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$. Intensidades de limite ilustrativas
- 10 para os cristais selecionados, comprimentos e perdas de ressonador são ilustradas na Tabela 8.

Tabela 8: Intensidade limite Raman intracavidade típica ($I_L\text{kW/cm}^2$) para cristais Raman selecionados com vários comprimentos de cristal para 0,5% a 1% de perdas de ressonador de percurso de retorno (RT).

Cristal	Comprimento(cm)	perda RT	$I_L(\text{kW/cm}^2)$
BNO	1	1%	457
BNO	1	0,5%	228
BNO	3	1%	152
BNO	3	0,5%	76
KGW/YVO ₄	1	1%	1000
KGW/YVO ₄	1	0,5%	501
KGW/YVO ₄	3	1%	335
KGW/YVO ₄	3	0,5%	167

- Obviamente, como será apreciado pelos versados na técnica, a intensidade do feixe fundamental I_L no cristal Raman deve ser mantido abaixo do limite de danos do material Raman. Intensidades de limite de danos indicativas para um número de materiais Raman de estado sólido são ilustradas na Tabela 9, apesar de, como apreciado pelos versados na técnica,
- 20 as mesmas serem sujeitas aos parâmetros particulares do laser.

Tabela 9: Intensidades típicas do limite de danos Raman intra-cavidade (I_L kW/cm²) para cristais selecionados

Cristal Raman	Intensidade Limite contra Danos
iodato de lítio	100 MW/cm ²
nitrito de bário	400 MW/cm ²
LiNbO ₃	100 MW/cm ²
KGW, KYW	10 GW/cm ²
Outros tungstatos	10 GW/cm ²
Nd:YVO ₄ , Nd:GdVO ₄	10 GW/cm ²
YVO ₄ , GdVO ₄	10 GW/cm ²
KTP	30 GW/cm ²
LBO	19 GW/cm ²
BBO	10 GW/cm ²

Para uma operação razoavelmente eficiente, a eficiência de conversão de duplicação de frequência de passagem única deve ser de pelo menos 0,1%. A intensidade da potencia Raman no cristal de duplicação que é necessária para se alcançar isso depende do cristal SHG selecionado, mas é tipicamente de 100 kW/cm² ou maior. (Esse número é mais típico de KTP ou RTP. Para LBO, as intensidades em torno de 200 kW/cm² são necessárias para conversão de passagem única de 0,1%). A eficiência de conversão como uma função da potência Stokes intracavidade pode ser calculada pela equação:

$$\eta = k l_D \cdot \frac{P_S}{\pi \omega_D^2} \quad (17)$$

em que l_D é o comprimento do cristal de duplicação não-linear, ω_D é o raio do tamanho de modo de ressonador Stokes no cristal não-linear e k é o parâmetro não-linear.

$$k = 2\pi^2 \frac{d_{eff}^2}{\epsilon_0 c n^3 \lambda_D^2}$$

em que n é o índice de refração do cristal não-linear, d_{eff} é o coeficiente de segunda ordem não-linear para o cristal não-linear e λ_D é o comprimento de onda da saída dobrada de frequência.

A partir dessas equações, a potência circulante intracavidade no comprimento de onda Stokes pode ser calculada para alcançar a eficiência de conversão não-linear eficiente de ~0,1% utilizando $I_L = P_S / (\pi \cdot \omega_D^2)$. A Tabela 10 ilustra a intensidade no cristal não-linear P_S e a potência circulante na

cavidade do ressonador no comprimento de onda Stokes I_s para um número de cristais não-lineares a 0,1% de eficiência de conversão não-linear.

Tabela 10: Intensidade e potência circulante do comprimento de onda Stokes no cristal de duplicação não-linear assumindo uma eficiência de conversão não-linear de 0,1%

Cristal	LBO de diâmetro de ponto (μm)	I_s (kW/cm^2)	P_s (W)
LBO	120	272	123
BBO	120	190	86
KTP	120	88	40

Será apreciado pelos versados na técnica que esses números mudarão dependendo de um grande número de variáveis. Alternativamente, os gráficos tal como os ilustrados na figura 30 e 31 (calculados para as potências de bomba de 15W e 7,5W, respectivamente) podem ser gerados pela modelagem descrita aqui para fornecer uma indicação dos tamanhos de modo de ressonador em ambos o material Raman e não-linear e podem ser ajustados para fornecer uma saída de laser eficiente no comprimento de onda Stokes dobrado (isto é, saída visível a partir do sistema de laser). As Tabelas 11 e 12 resumem as figuras 30 e 31 respectivamente para algumas poucas combinações ilustrativas dos tamanhos de ponto nos materiais Raman (isto é, KGW) e não-linear (isto é, LBO).

Tabela 11: Potência Stokes circulante intracavidade (P_S), intensidade Stokes no material não-linear (I_S), potência de saída dobrada em frequência (P_D) e eficiência de duplicação não-linear com potência de bomba de entrada de 15W

diâmetro de ponto KGW (μm)	diâmetro de ponto LBO (μm)	$P_S(\text{W})$	$I_S(\text{kW}/\text{cm}^2)$	$P_D(\text{W})$	eficiência de duplicação por passagem única
150	150	345	1950	2,3	0,75%
250	200	370	1180	1,5	0,45%
300	300	440	620	0,95	0,25%

Tabela 12: Potência Stokes circulante intracavidade (P_S), intensidade Stokes no material não-linear (I_S), potência de saída dobrada em frequência (P_D) e eficiência de duplicação não-linear com potência de bomba de entrada de 7,5W

diâmetro de ponto KGW (μm)	diâmetro de ponto LBO (μm)	$P_S(\text{W})$	$I_S(\text{kW}/\text{cm}^2)$	$P_D(\text{W})$	eficiência de duplicação por passagem única
150	150	210	1190	0,84	0,45%
250	200	180	570	0,36	0,225%
300	300	180	250	0,15	0,10%
400	400	51	40	0,01	0,015%

O efeito da variação das perdas de percurso de retorno (RT) (isto é, fator de "finesse" ou Q da cavidade) da cavidade do ressonador pode ser observado nas figuras 32 a 35 como uma função dos tamanhos de modo de ressonador (ponto) em ambos os materiais Raman e não-linear. As figuras 32 a 35 incluem, cada um, três representações de contorno ilustrando respectivamente a potência circulante intracavidade no comprimento de onda fundamental (P_F), a potência circulante intracavidade no comprimento de onda Stokes (fundamental mudado por Raman) (P_S), e a potência de saída no comprimento convertido por frequência (dobrado) ($P_{out_D}^{out}$) no visível. Essas representações foram calculadas utilizando-se a modelagem descrita acima para um laser Raman CW de três cristais com um material Raman ativo KGW e um cristal de duplicação de frequência não-linear LBO para a geração de uma radiação de saída na região amarela do espectro ótico (580 a 595 nm). As representações de contorno da figura 32 são calculadas para perdas de percurso de retorno no comprimento de onda fundamental de 1,5% de perda de percurso de retorno no comprimento de onda Raman/Stokes de 1,5%. As representações de contorno da figura 33 são calculadas para perdas de percurso de retorno no comprimento fundamental de 0,5% e perdas de percurso de retorno no comprimento de onda Raman/Stokes de 1,5%. As representações de contorno da figura 34 são calculadas para perdas de percurso de retorno no comprimento de onda fundamental de 1,5% e perdas de percurso de retorno no comprimento de onda Raman/Stokes de 0,5%. As representações de contorno da figura 35 são calculadas para perdas de percurso de retorno no comprimento de onda fundamental de 0,5% e perdas de percurso de retorno no comprimento de onda Raman/Stokes de 0,5%.

Os pontos chave que podem ser derivados das figuras 32 a 35 são:

É importante se reduzir as perdas de percurso de retorno da cavidade em ambos os comprimentos de onda fundamental e Raman, isto é, aumentar a "finesse" do ressonador nesses comprimentos de onda - para 250 μ m de pontos de diâmetro nos cristais de duplicação Raman e não-linear

a saída de amarelo é de cerca de 0,7W para perdas RT de 1,5%, em comparação com cerca de 2,7W para perdas RT de 0,5%.

Para tamanhos de ponto de faixa intermediária (digamos 200 μm) com perdas RT de 1,5%, o laser fundamental já está operando de forma bem eficiente (65%) enquanto a eficiência de duplicação está rodando a apenas 35%. Para tamanhos de ponto menores (digamos 100 μm) o laser fundamental está a 90% com a eficiência de duplicação ainda em apenas 50%.

A redução das perdas fundamental (isto é, o aumento da "finesse" no comprimento de onda fundamental) tende a aumentar a eficiência do laser fundamental, aumentando também a eficiência de duplicação se o campo Stokes for melhorado. Para tamanhos de ponto menores no cristal Raman (KGW), o laser fundamental já está operando de forma muito eficiente e, dessa forma, a redução nas perdas RT tem muito pouco efeito. Para tamanhos de ponto maiores no cristal Raman para os quais o laser fundamental foi acoplado sob a saída, existe um aumento na eficiência do laser fundamental e isso, por sua vez, melhora o campo Stokes e aumenta a eficiência de duplicação. Logo, o efeito da redução nas perdas fundamentais (aumento na "finesse" do ressonador) é o estiramento do gráfico de eficiência geral para tamanhos de ponto maiores no material Raman, mas isso não aumenta o nível geral.

Existe muito mais a ser ganho pelo aumento da eficiência de duplicação. Isso não pode ser alcançado pela redução do tamanho de ponto no cristal de duplicação não-linear (LBO) muito visto que apenas desequilibra os acoplamentos e reduz a eficiência do laser fundamental. Ao invés disso, a eficiência do acoplamento do processo de duplicação é aumentada de uma forma que também aumenta o acoplamento Raman de forma que os dois permaneçam em bom equilíbrio. Isto é exatamente o que é alcançado pela redução das perdas RT no comprimento de onda Stokes. O campo Stokes é muito melhorado, fortemente aumentando ambos os processo de duplicação e Raman, elevando a eficiência de duplicação enquanto se mantém a operação de alta eficiência do laser fundamental.

A modelagem acima também pode ser utilizada para gerar representações de contorno tal como as ilustradas na figura 36, ilustrando a potência circulante intracavidade no comprimento de onda fundamental (P_F), potência circulante intracavidade no comprimento de onda Stokes (fundamental mudado por Raman) (P_S), e potência de saída no comprimento de onda convertido por frequência (dobrado) (P_D^{out}) no visível, tudo como uma função das perdas de percurso de retorno (isto é, "finesse" do ressonador) nos comprimentos de onda fundamental e Raman.

Conhecendo as intensidades que são necessárias para SRS e SHG, as curvaturas do espelho ressonador e sua separação podem ser separadas, e os cristais posicionados no ressonador, de forma que a intensidade do feixe fundamental no cristal Raman e a intensidade do feixe Raman dentro do cristal de duplicação ambas excede as intensidades necessárias determinadas teoricamente. Na prática, essa etapa envolve a disposição do ressonador de forma que os tamanhos de modo de ressonador nos cristais sejam suficientemente pequenos. Os tamanhos nominais de modo para os modos de ressonador em cada um dos cristais Raman e não-linear podem ser determinados utilizando-se o processo de modelagem descrito acima e pela geração das figuras tal como as figuras de 23 a 26 ou de 30 a 34.

Isso pode ser feito de forma empírica, ou pela realização da análise de ressonador ABCD para prever os tamanhos de modo. Para o último, é necessário se determinar (por cálculo ou experiência) o comprimento focal da lente térmica formada nos cristais de laser e Raman. LASCAD é um software comercialmente disponível para a realização de tal análise ABCD do ressonador.

Comentários de Encerramento

De acordo com as descrições acima, considera-se que potências de saída mais altas nos comprimentos de onda amarelo, e estabilidade temporal aperfeiçoada do laser podem ser alcançados. As disposições dos presentes sistemas de laser apresentam aplicação em produtos oftálmicos com laser, e como lasers de baixa potência para biomedicina, instrumentação e aplicações de exibição visual. Disposições adicionais dos presentes siste-

mas de laser também podem ter aplicação como um apontador de laser amarelo para uso geral.

Será apreciado que os métodos/aparelho/dispositivos/sistemas descritos/ilustrados acima fornecem pelo menos substancialmente um laser

- 5 Raman de onda contínua fornecendo uma saída na região visível do espectro ótico.

As disposições, dispositivos, sistemas e métodos de laser descritos aqui e/ou ilustrados nos desenhos, são apresentados por meio de exemplo apenas e não de limitação do escopo da invenção. A menos que es-

- 10 pecificamente mencionado o contrário, aspectos e componentes individuais das disposições, dispositivos, sistemas e métodos de laser podem ser modificados, ou podem ter sido substituídos por equivalências conhecidas, ou substitutos ainda não conhecidos tal como os que poderão ser desenvolvidos no futuro ou como podem ser considerados substitutos aceitáveis no
- 15 futuro. As disposições, dispositivos, sistemas e métodos de laser também podem ser modificados para uma variedade de aplicações enquanto permanecem dentro do escopo e espírito da invenção reivindicada, visto que a faixa de aplicações em potencial é grande, e visto que se pretende que as presentes disposições, dispositivos, sistemas e métodos de laser sejam adaptá-
- 20 veis a muitas variações.

REIVINDICAÇÕES

1. Laser de onda contínua compreendendo:

uma cavidade de ressonância;

5 pelo menos um primeiro refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade de ressonância;

um meio de ganho de laser localizado na cavidade de ressonância para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade de ressonância quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade de ressonância;

10 um meio Raman ativo sólido posicionado na cavidade de ressonância para deslocamento Raman do feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade de ressonância;

15 um meio não-linear posicionado na cavidade de ressonância para converter em frequência o feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe convertido de onda contínua;

20 em que a cavidade de ressonância é uma cavidade de ressonância de alta finesse no comprimento de onda do feixe fundamental de onda contínua; a cavidade de ressonância é uma cavidade de ressonância de alta finesse no comprimento de onda do feixe de onda contínua Raman; e a cavidade de ressonância é uma cavidade de ressonância de baixa finesse no comprimento de onda do feixe convertido de onda contínua.

25 2. Laser de onda contínua, de acordo com a reivindicação 1, em que, em operação, a intensidade intracavidade do feixe fundamental de onda contínua no cristal Raman é maior do que 80 kW/cm^2 e a intensidade intracavidade do feixe Raman de onda contínua no material não-linear é maior do que 80 kW/cm^2 .

30 3. Laser de onda contínua, de acordo com a reivindicação 1 ou 2, em que a reflectividade de ambos o primeiro e o segundo refletores no comprimento de onda de ambos os feixes fundamental e Raman está na

faixa de 99,95% a 99,999%.

4. Laser de onda contínua, de acordo com qualquer uma das reivindicações 1 a 3, ainda compreendendo um acoplador de saída configurado para enviar o feixe convertido a partir da cavidade de ressonância.

5 5. Laser de onda contínua, de acordo com a reivindicação 4, em que o primeiro ou o segundo refletor é o acoplador de saída.

6. Laser de onda contínua, de acordo com a reivindicação 1, em que:

10 o meio de ganho de laser, o meio Raman ativo e o meio não-linear são, cada um, materiais em estado sólido plano paralelos;

a cavidade de ressonância tem um eixo geométrico de ressonância ao longo do qual os feixes fundamental e Raman se propagam dentro da cavidade em um modo de cavidade respectivo ao longo do eixo geométrico de ressonância, as superfícies plano paralelas do material Raman de estado sólido plano paralelo disposto no eixo geométrico de ressonância de modo que o desvio angular da normal para cada uma das superfícies plano paralelas do cristal Raman com o eixo geométrico de ressonância está numa faixa de aproximadamente 0 a 1 grau; e

20 as superfícies plano paralelas são alinhadas para serem substancialmente perpendiculares ao eixo geométrico do ressonador de modo que quaisquer reflexos óticos dos feixes fundamental e Raman a partir das superfícies plano paralelas do cristal Raman sejam refletidos no modo de cavidade respectivo e continuem a propagar dentro da cavidade do ressonador.

25 7. Laser de onda contínua, de acordo com qualquer uma das reivindicações 1 a 6, em que as perdas de percurso de retorno da cavidade de ressonância em ambos os comprimentos de onda fundamental e Raman estão na faixa de 0,001% a 2%.

30 8. Laser de onda contínua, de acordo com qualquer uma das reivindicações anteriores, em que o meio de ganho de laser é selecionado a partir do grupo de YAG, KYW, KGW, YVO₄, GdVO₄ ou YLF e é revestido com um íon de revestimento ativo; e o meio Raman ativo é selecionado a

partir do grupo de YVO_4 , diamante, GdVO_4 , BaWO_4 ou KGW.

9. Laser de onda contínua, de acordo com qualquer uma das reivindicações anteriores, em que o meio de ganho de laser e o meio Raman ativo são proporcionados em um meio de ganho Raman ativo que gera
5 ambos o feixe fundamental de onda contínua e o feixe Raman de onda contínua.

10. Laser de onda contínua, de acordo com a reivindicação 1, em que o meio não-linear compreende um meio não-linear sintonizável, o laser ainda compreendendo um sintonizador para sintonizar o meio não linear
10 ar para permitir o deslocamento entre duplicar em frequência do feixe Raman, duplicar em frequência do feixe fundamental e misturar em soma de frequência dos comprimentos de onda fundamental e Raman, para permitir a seleção do comprimento de onda do feixe convertido de onda contínua.

11. Laser de onda contínua, de acordo com qualquer uma das reivindicações anteriores, ainda compreendendo mais de um meio não linear e mais de um sintonizador para sintonizar a mídia não linear para permitir o deslocamento entre duplicar em frequência do feixe Raman, duplicar em frequência do feixe fundamental e a mistura de soma de frequência dos comprimentos de onda fundamental e Raman.
15

12. Laser de onda contínua, de acordo com qualquer uma das reivindicações 1 a 11, compreendendo ainda um terceiro refletor localizado na cavidade de ressonância, o material de ganho e o material Raman localizados entre os primeiro e terceiro refletores e o material não-linear localizado entre o terceiro e o segundo refletores, em que o terceiro refletor é configurado para alta refletividade nos comprimentos de onda óticas de ambos o
20 feixe fundamental e o feixe Raman, e o terceiro refletor também sendo configurado para alta transmissão do comprimento de onda do feixe convertido por frequência.
25

13. Laser de onda contínua, de acordo com qualquer uma das reivindicações 1 a 11, compreendendo ainda um terceiro refletor localizado na cavidade de ressonância, em que o material de ganho e o material Raman estão localizados entre os primeiro e terceiro refletores e o material
30

não-linear está localizado entre o terceiro e o segundo refletores, em que o terceiro refletor é configurado para alta transmissão nos comprimentos de onda óticas de ambos o feixe fundamental e o feixe Raman, e o terceiro refletor é ainda configurado para alta refletividade de comprimento de onda do feixe convertido por frequência.

14. Laser de onda contínua, de acordo com qualquer uma das reivindicações de 1 a 11, em que a cavidade de ressonância tem um modo de ressonância e o laser compreende ainda um terceiro e um quarto refletores, cada um localizado na cavidade de ressonância, em que o meio de ganho de laser é localizado entre os terceiro e quarto refletores, o meio Raman ativo está localizado entre os primeiro e terceiro refletores e o meio não-linear está localizado entre os quarto e segundo refletores de modo que o tamanho do modo de ressonância é configurável de forma independente em cada um dos meio de ganho de laser, meio Raman ativo e meio não-linear.

15. Laser de onda contínua, de acordo com qualquer uma das reivindicações 12 a 14, em que o segundo refletor ou o terceiro refletor é um acoplador de saída configurado para gerar como saída o feixe convertido por frequência a partir da cavidade do ressonador.

16. Laser de onda contínua, de acordo com qualquer uma das reivindicações 1 a 15, em que os primeiro e segundo refletores, os elementos de meio de ganho de laser, de meio Raman ativo e de meio não-linear são, cada um, posicionados de modo que a separação entre os elementos adjacentes selecionados está na faixa de 0,1 mm a 2 mm.

17. Laser de onda contínua, de acordo com qualquer uma das reivindicações anteriores, em que o feixe convertido de onda contínua tem um comprimento de onda na faixa de 550 nm a 600 nm.

18. Método para produção de uma saída de laser de onda contínua compreendendo as etapas de:

proporcionar uma cavidade de ressonância compreendendo pelo menos primeiro e segundo refletores, cada um localizado em extremidades opostas da cavidade de ressonância, em que a cavidade de ressonância é uma cavidade de ressonância de alta finesse no comprimento de onda do

feixe fundamental de onda contínua; a cavidade de ressonância é uma cavidade de ressonância de alta finesse no comprimento do feixe de onda contínua Raman; e a cavidade de ressonância é uma cavidade de ressonância de baixa finesse no comprimento de onda do feixe convertido de onda contínua;

5 bombear oticamente um meio de ganho de laser localizado na cavidade de ressonância com uma fonte de bomba localizada externamente a cavidade de ressonância para gerar o feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade de ressonância;

 deslocar Raman o feixe fundamental com um meio Raman ativo
10 sólido posicionado na cavidade de ressonância para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade de ressonância;

 converter em frequência o feixe Raman de onda contínua para um comprimento de onda convertido com um meio não linear posicionado na cavidade de ressonância para produzir um feixe convertido de onda contínua; e
15

 produzir o feixe convertido de onda contínua a partir da cavidade de ressonância para proporcionar uma saída do laser de onda contínua.

 19. Método, de acordo com a reivindicação 18, em que a refletividade de ambos os primeiro e segundo refletores em ambos os primeiro e segundo comprimentos de onda óticas está na faixa de 99,5% a 99,99%.
20

 20. Método, de acordo com a reivindicação 18 ou 19, compreendendo:

 proporcionar uma intensidade da intracavidade do feixe fundamental de onda contínua maior do que 80 kW/cm^2 no meio Raman ativo; e
25 proporcionar uma intensidade de intracavidade do feixe Raman de onda contínua maior do que 80 kW/cm^2 no material não-linear.

 21. Método, de acordo com qualquer uma das reivindicações 18 a 20, em que o meio não linear compreende um meio não linear sintonizável, ainda compreendendo:

30 proporcionar um sintonizador para sintonizar o meio não linear para permitir o deslocamento entre duplicar em frequência do feixe Raman, duplicar em frequência do feixe fundamental e a mistura de soma de fre-

quência dos comprimentos de onda fundamental e Raman; e
sintonizar o meio não linear para selecionar o comprimento de
onda do feixe de onda contínua convertida.

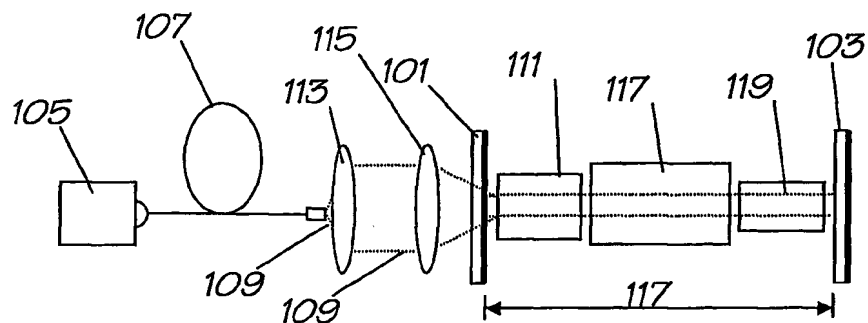


Fig. 1

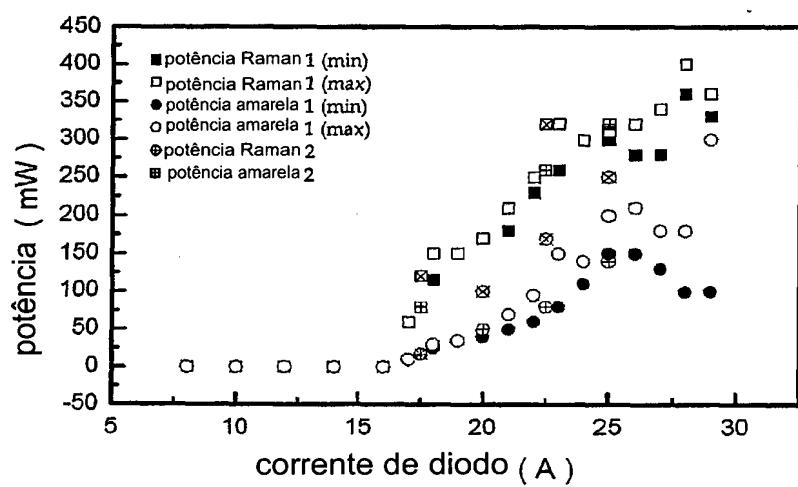


Fig. 2A

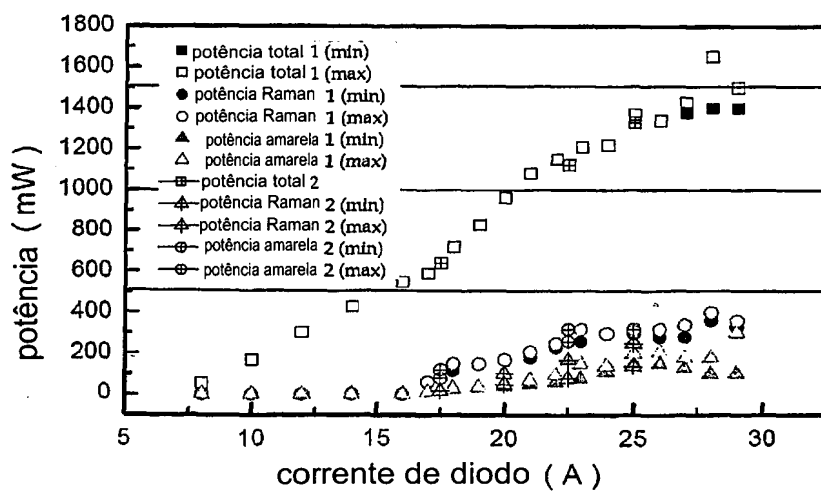


Fig. 2B

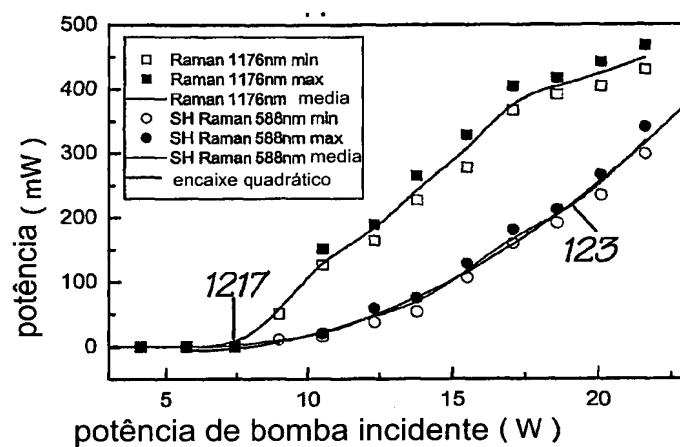


Fig: 3A

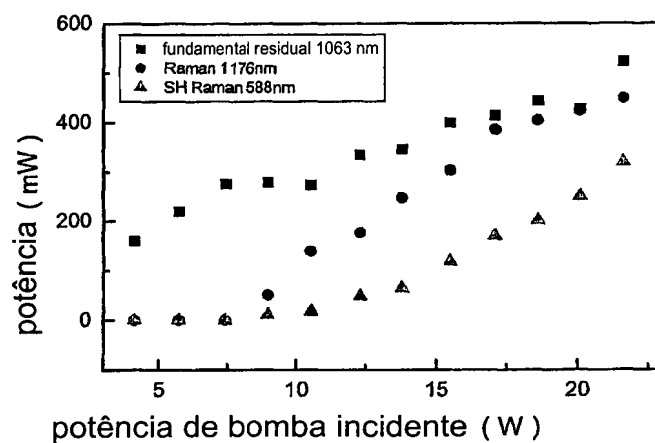


Fig.3B

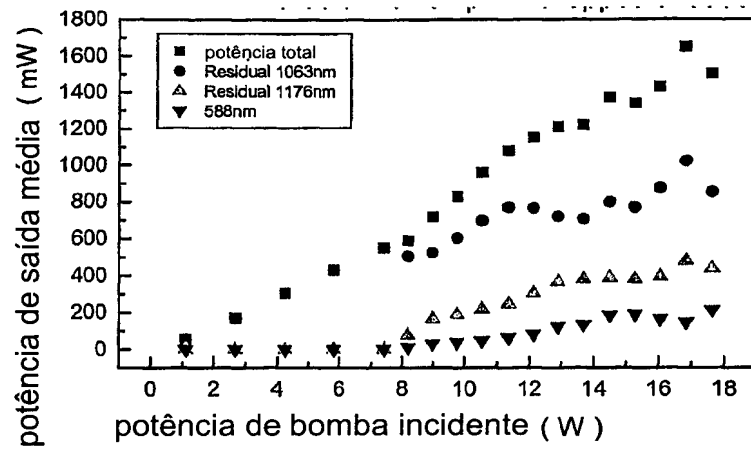


Fig.4A

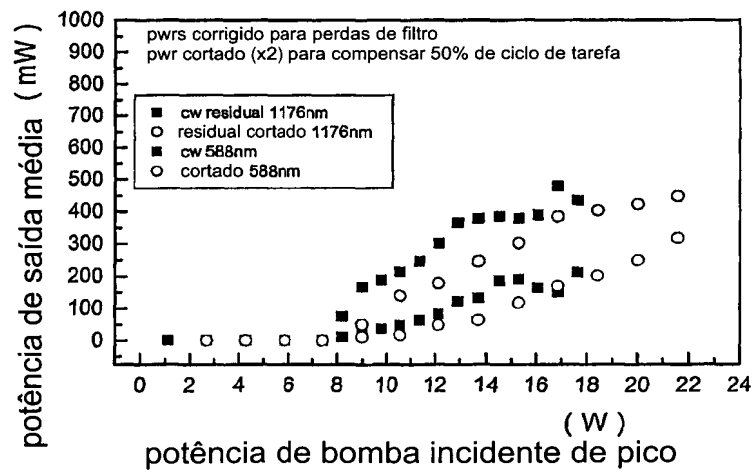


Fig.4B

4/27

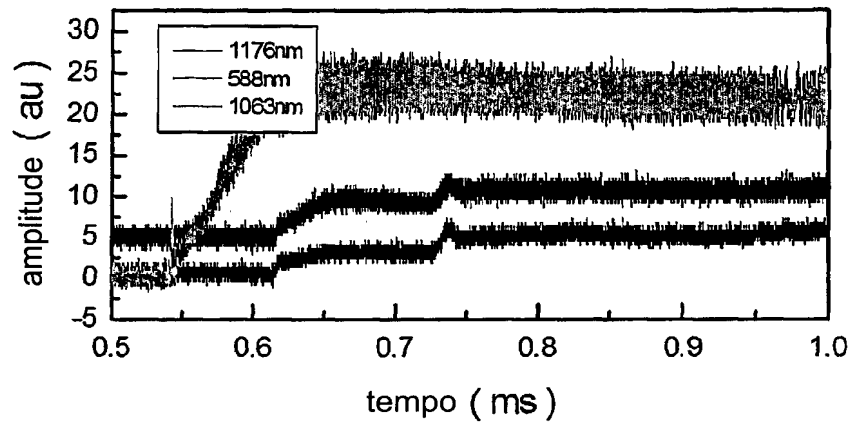


Fig. 5A

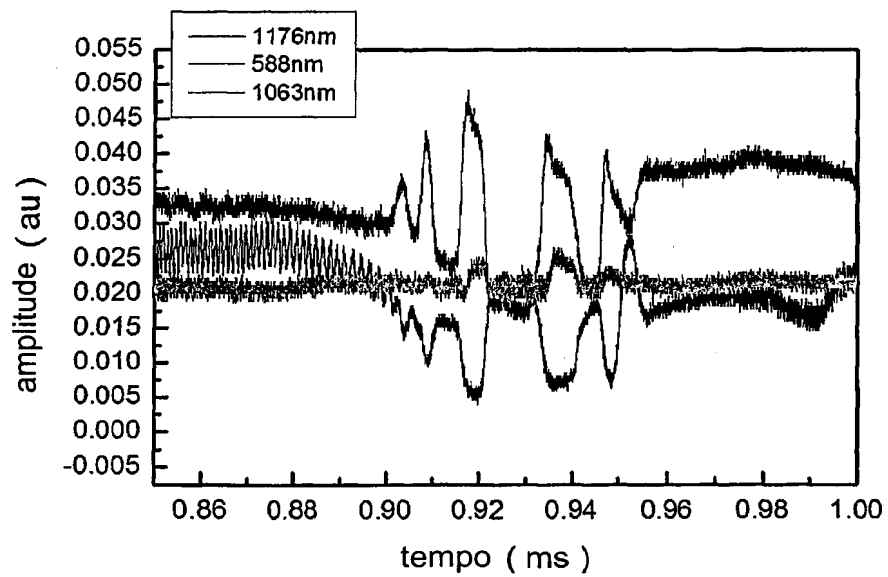


Fig: 5B

5/27

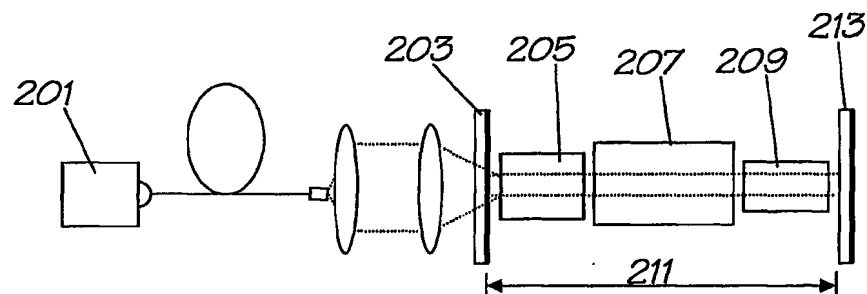


Fig. 6

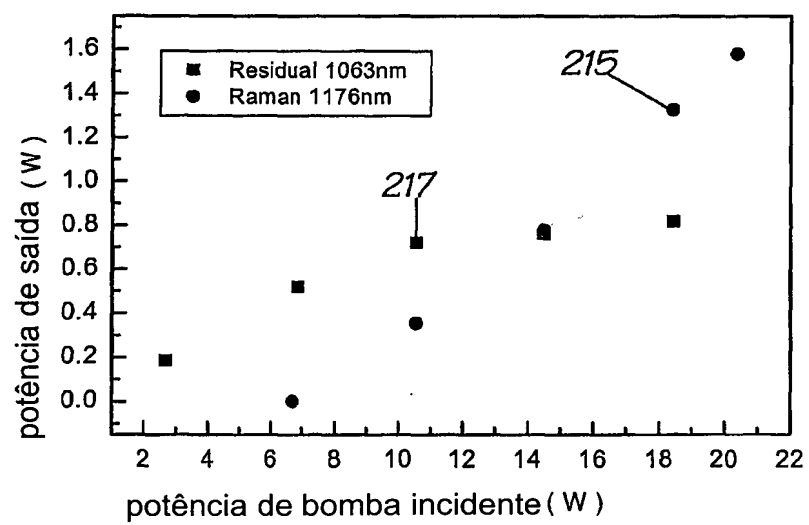


Fig. 7

6/27

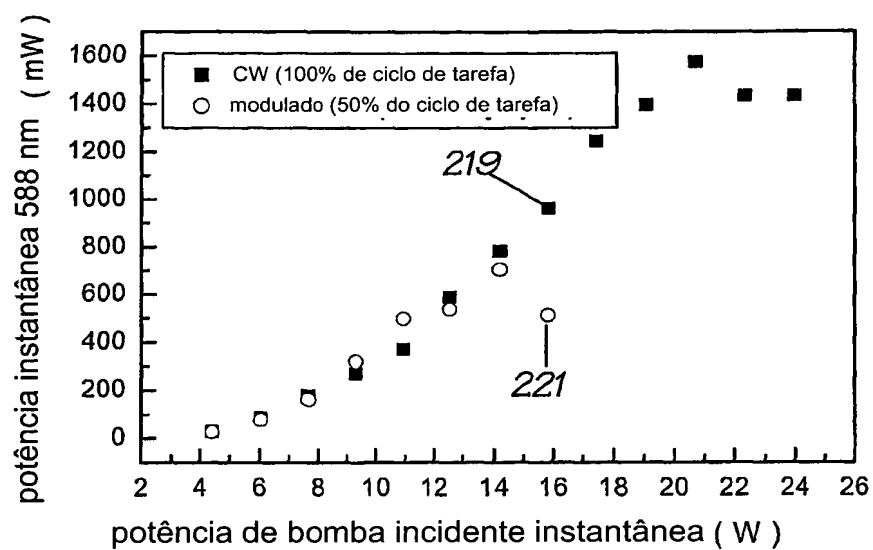


Fig.8

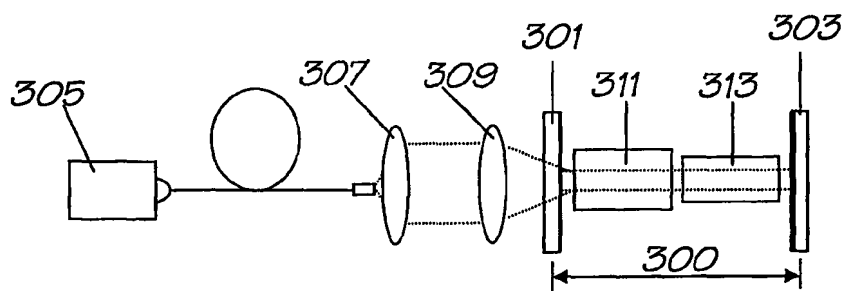


Fig.9

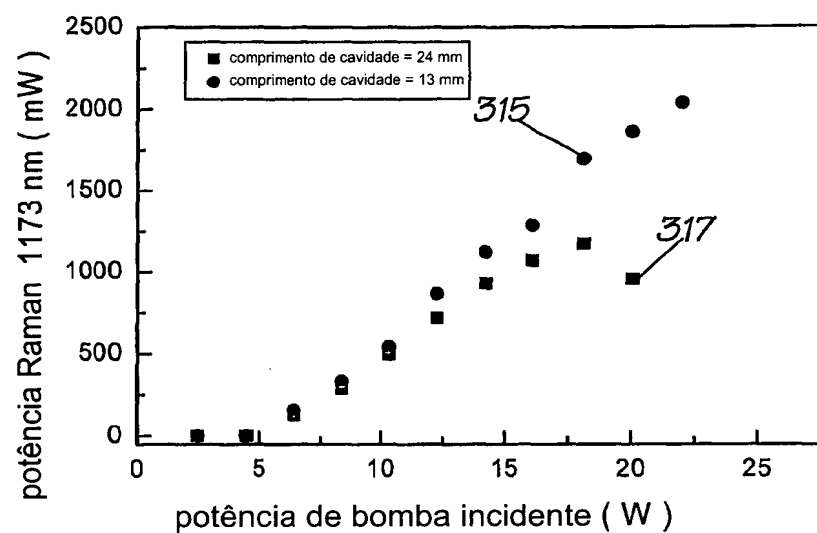


Fig.10

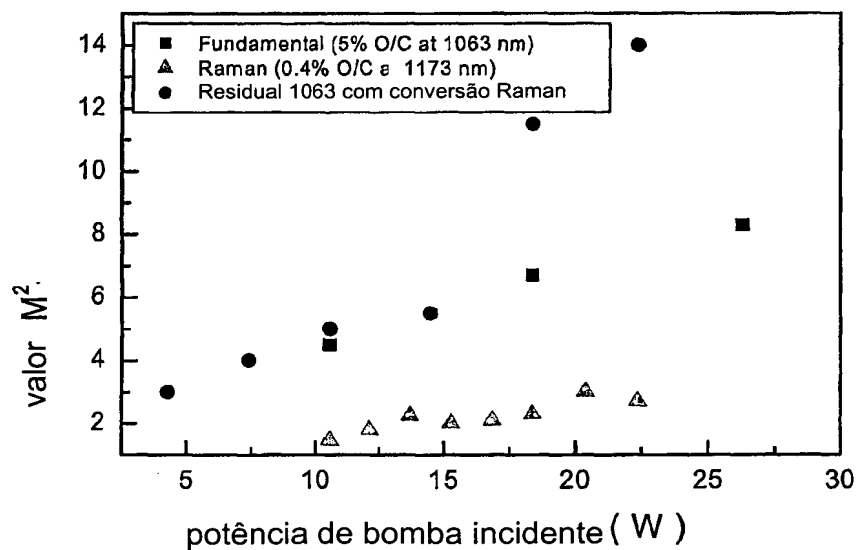


Fig.11

8/27

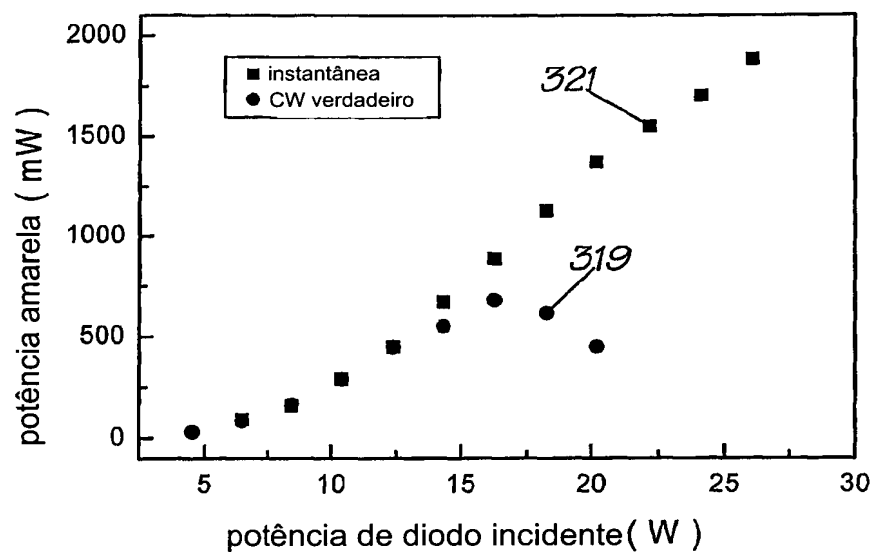


Fig.12A

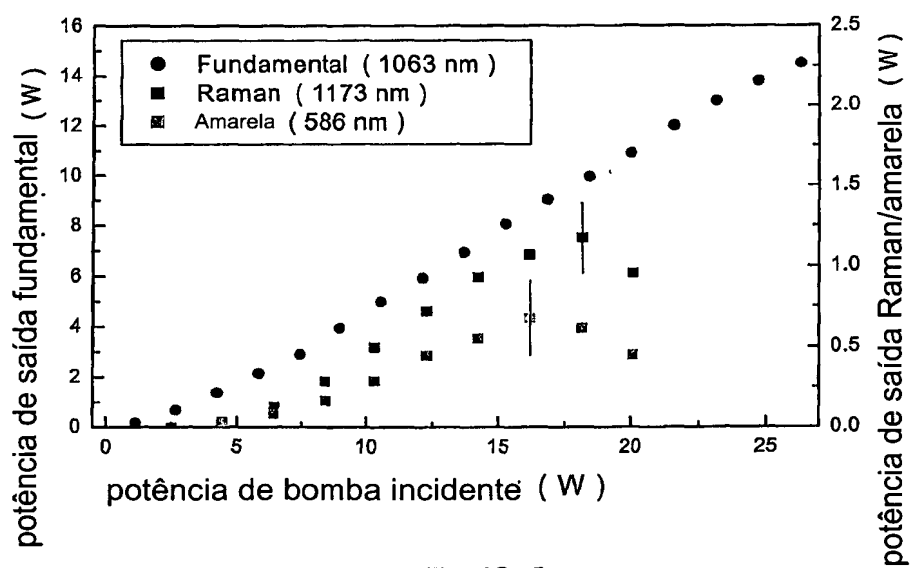


Fig.12 B

9/27

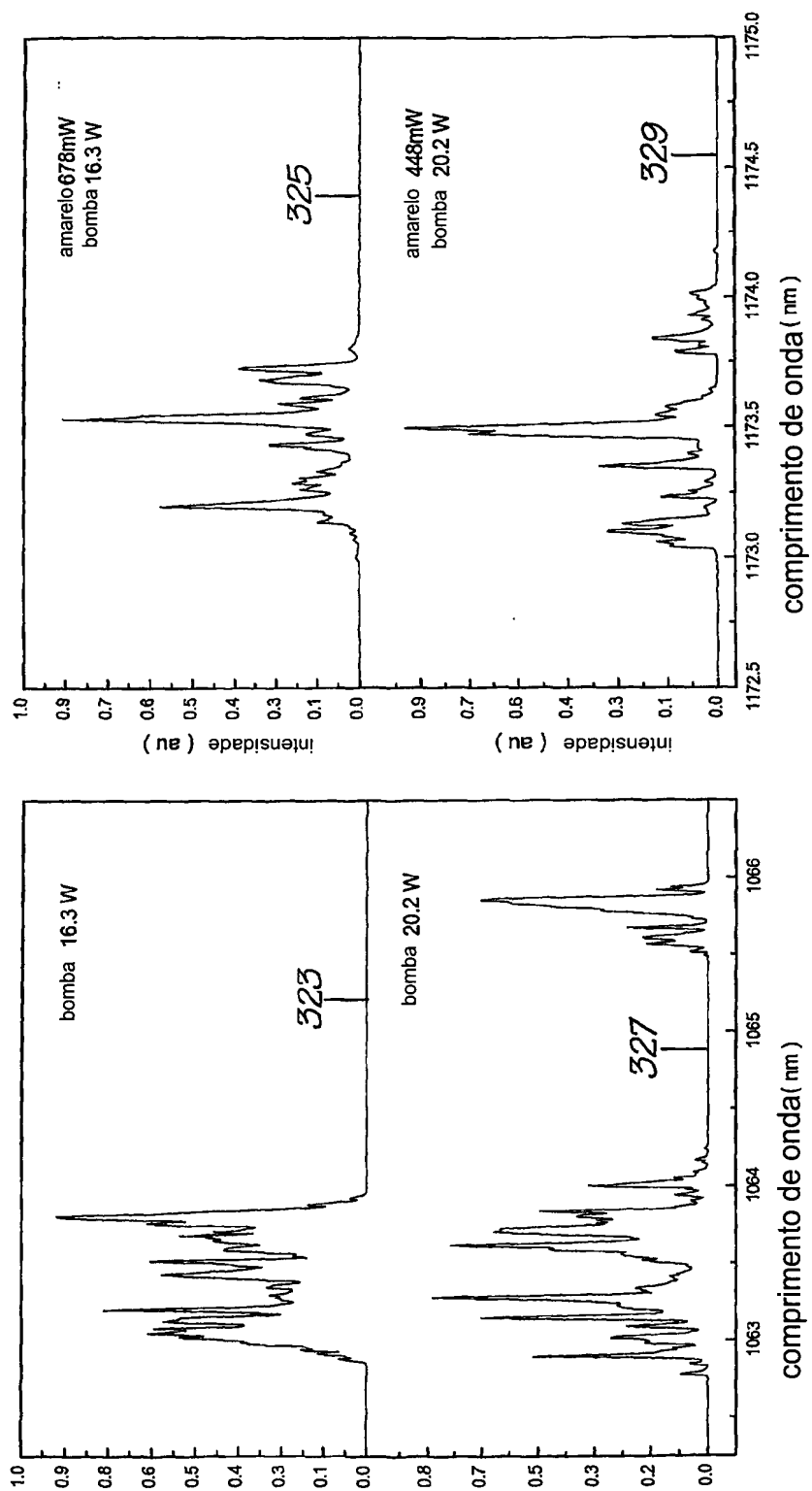


Fig.13

10/27

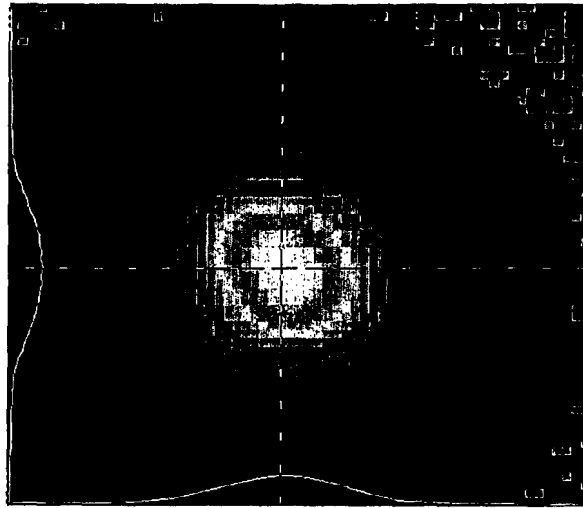


Fig. 14A

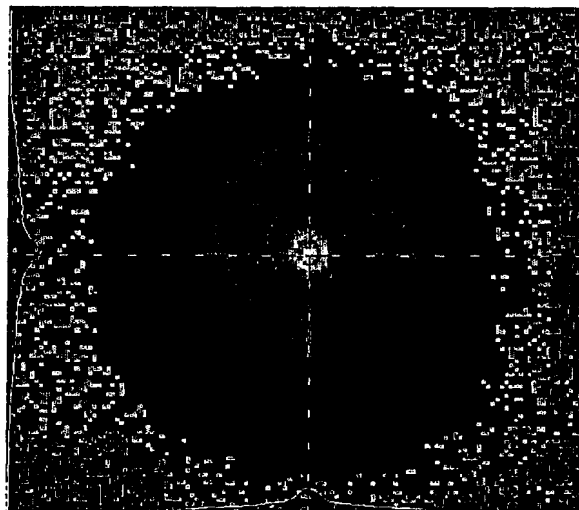


Fig. 14B

11/27

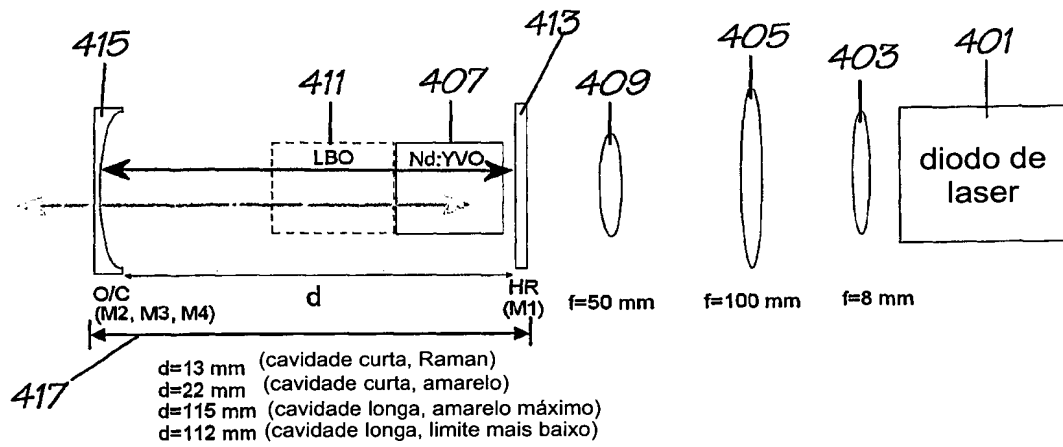


Fig.15

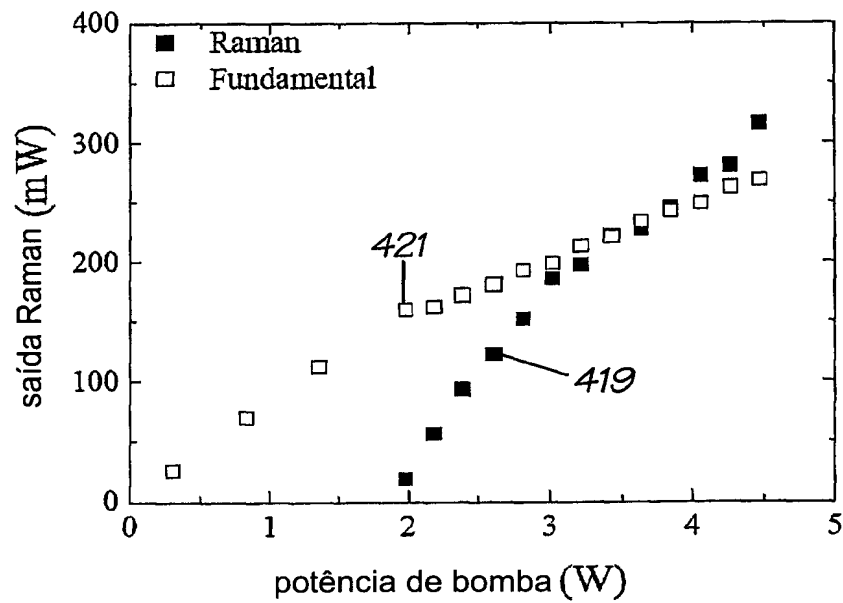


Fig.16

12/27

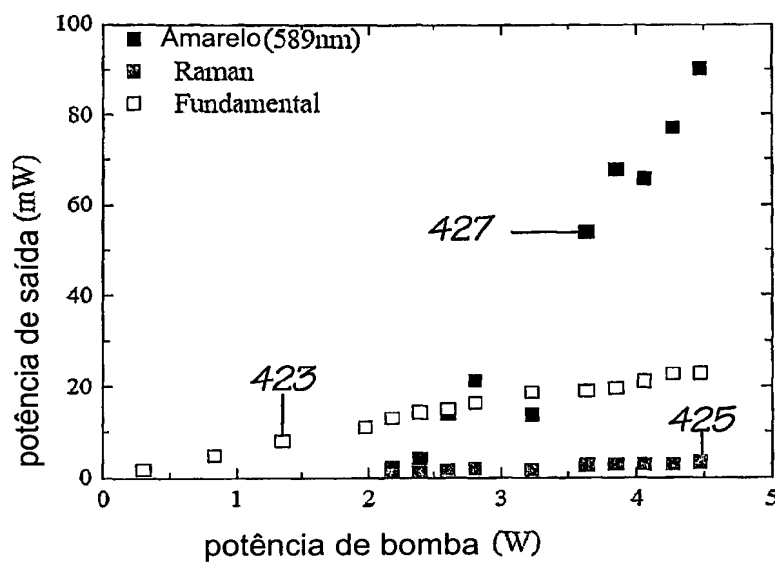


Fig. 17

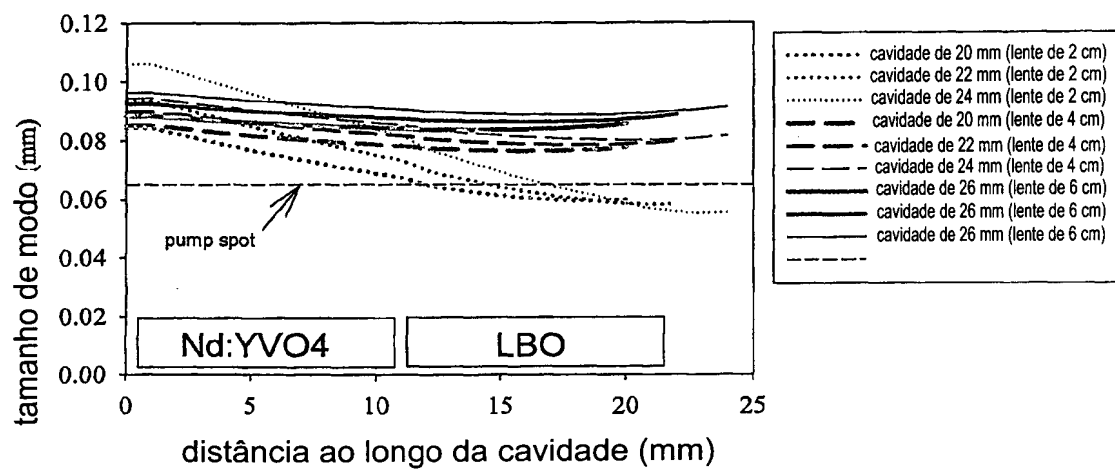


Fig. 18

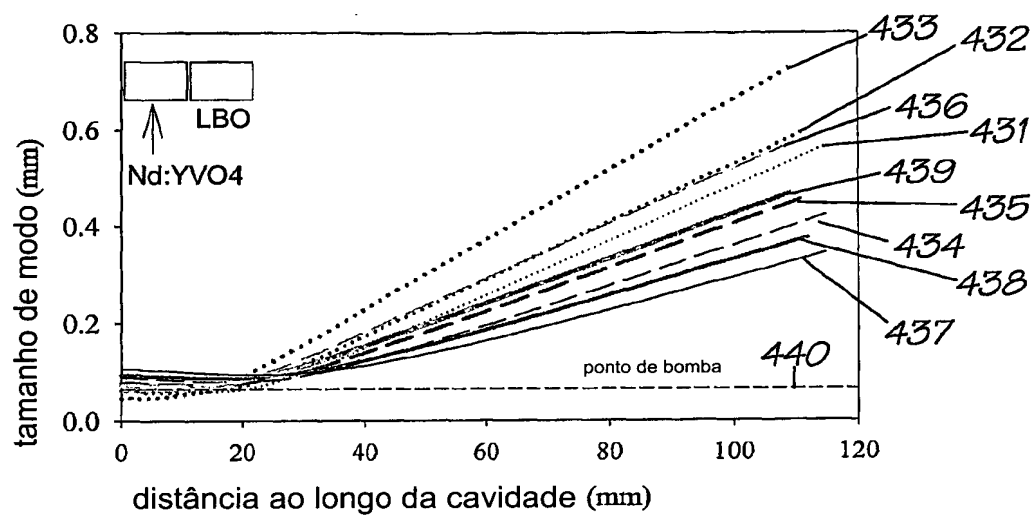


Fig. 19

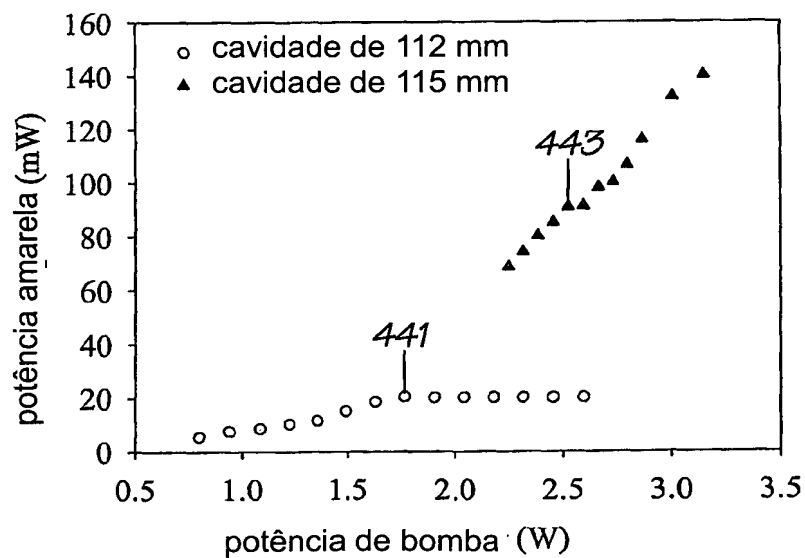


Fig: 20

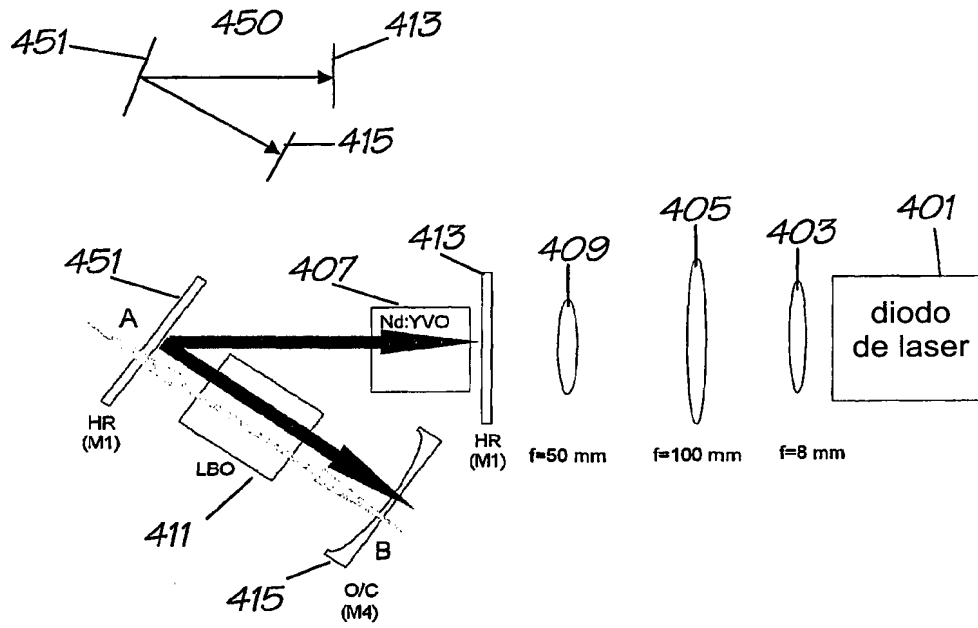


Fig. 21

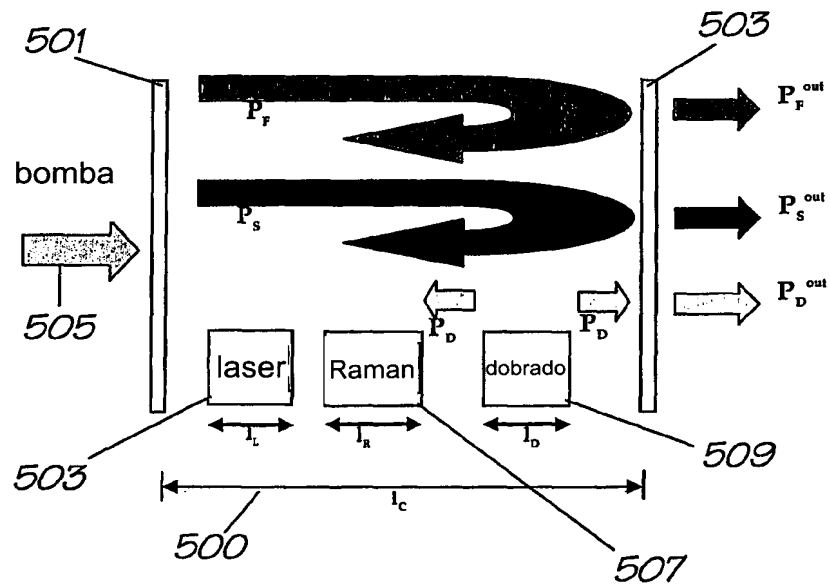


Fig. 22

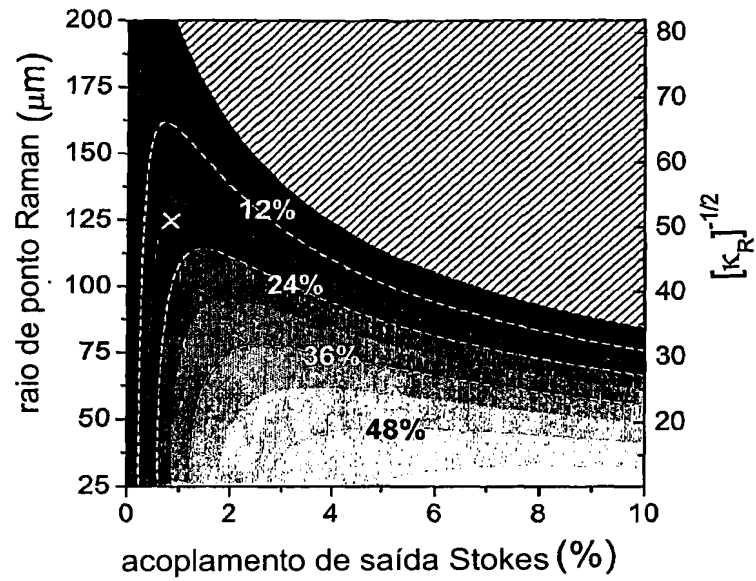


Fig. 23

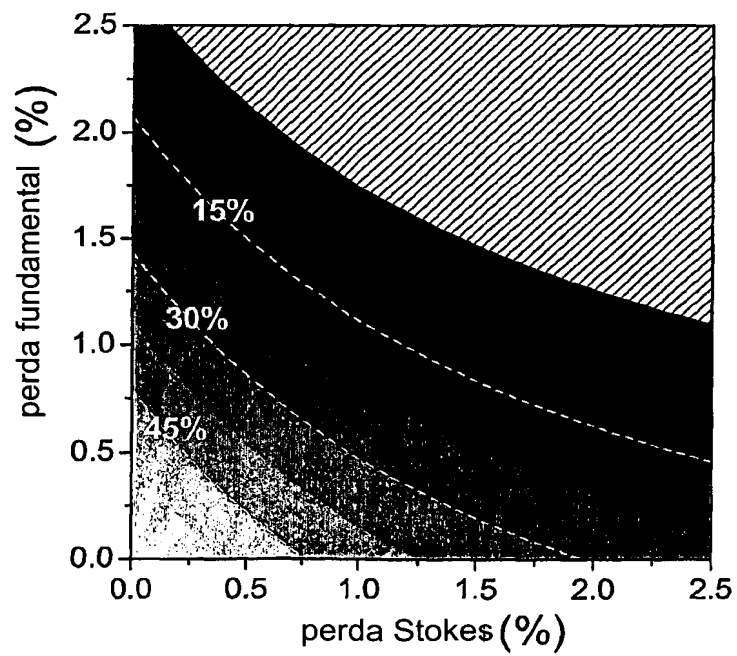


Fig. 24

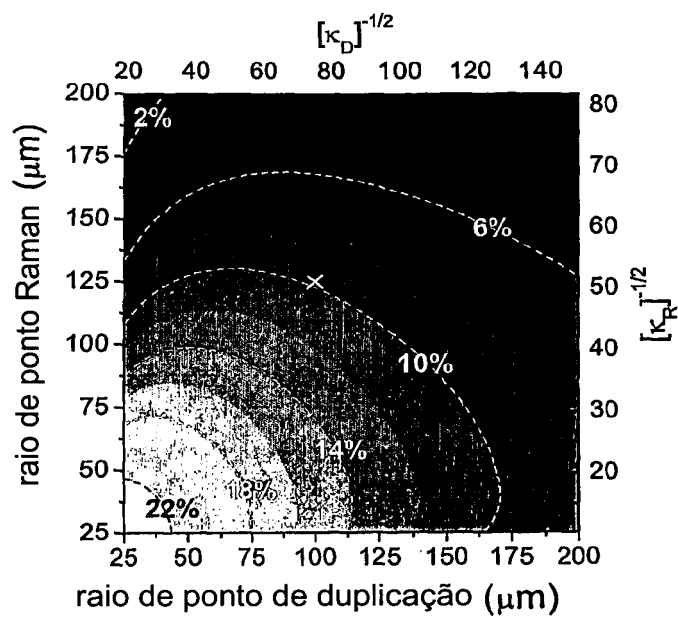


Fig. 25

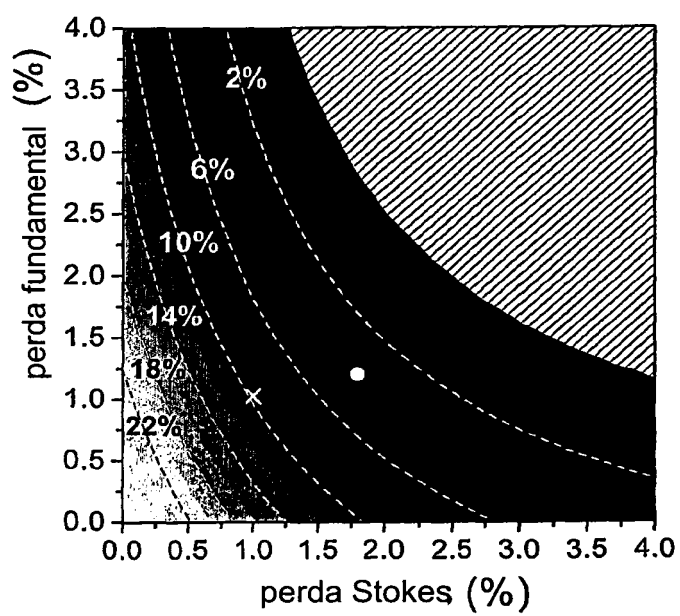


Fig. 26

Fig. 27A

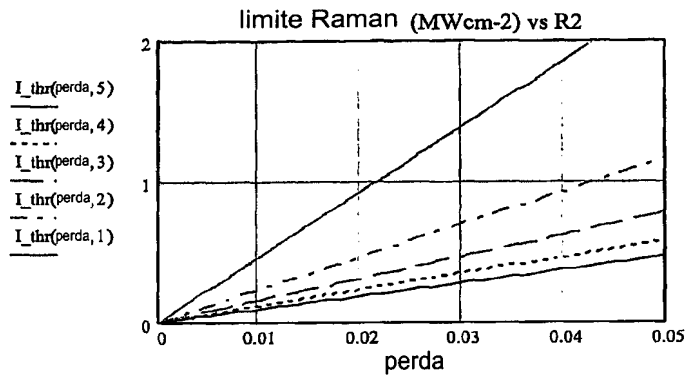


Fig. 27B

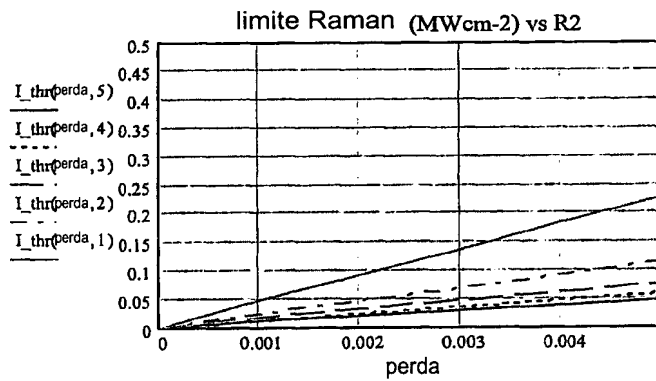


Fig. 27C

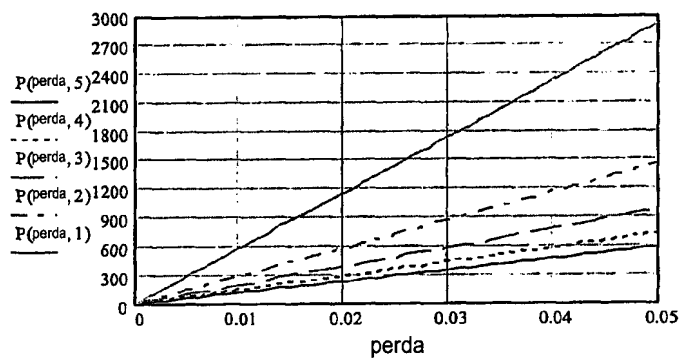


Fig. 27D

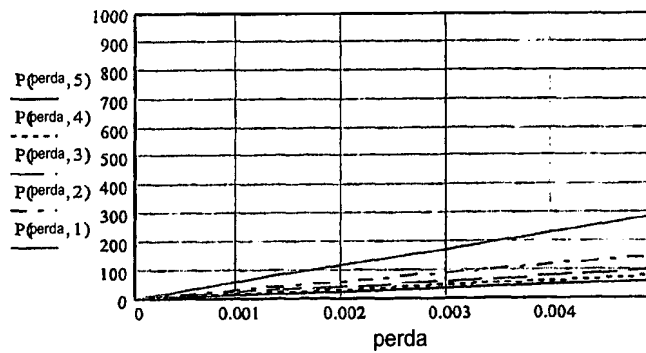


Fig. 28A

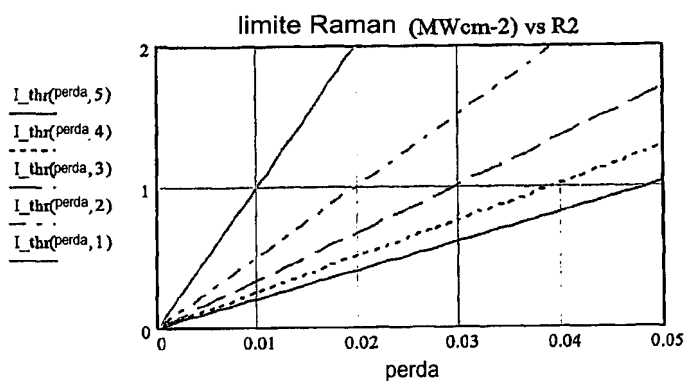


Fig. 28B

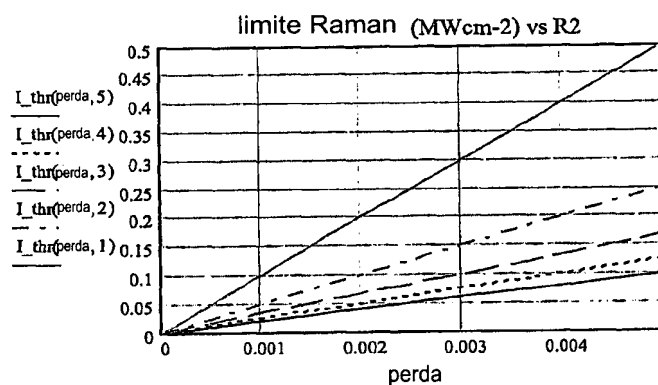


Fig. 28C

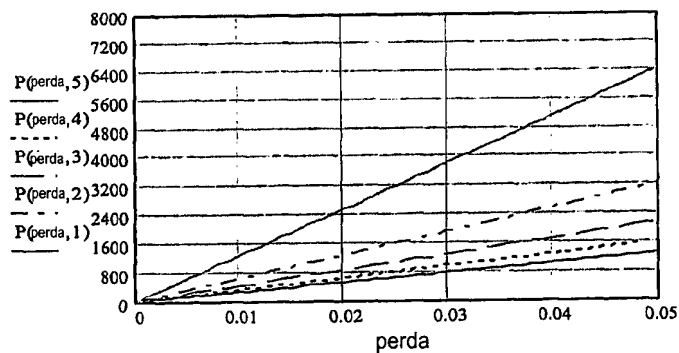


Fig. 28D

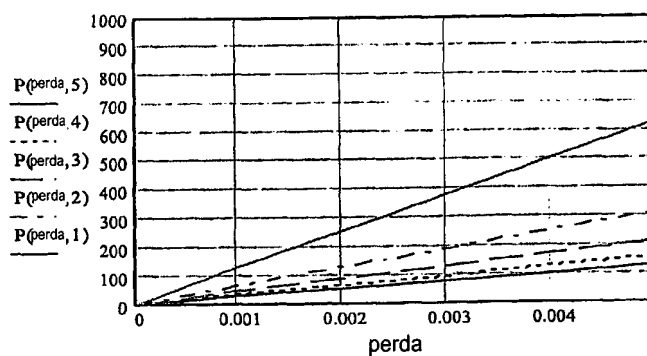


Fig.29A

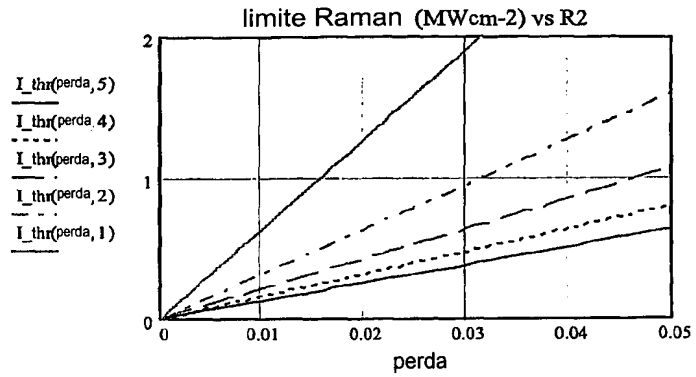


Fig.29B

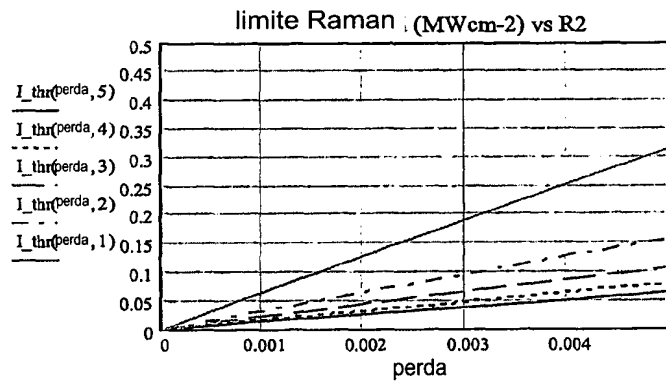


Fig.29C

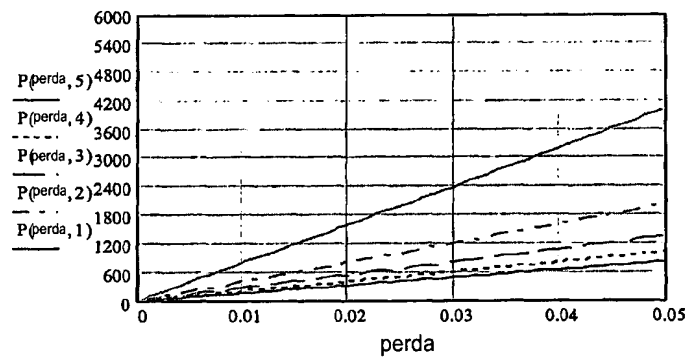
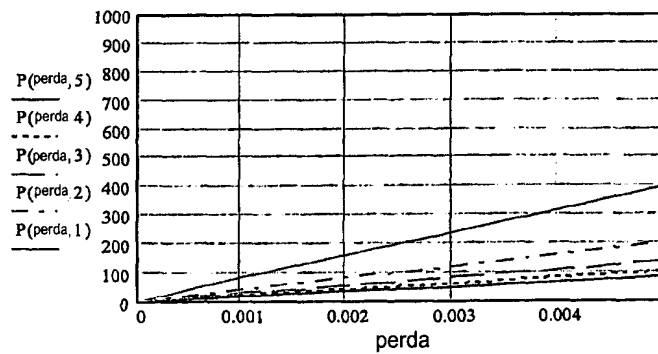


Fig.29D



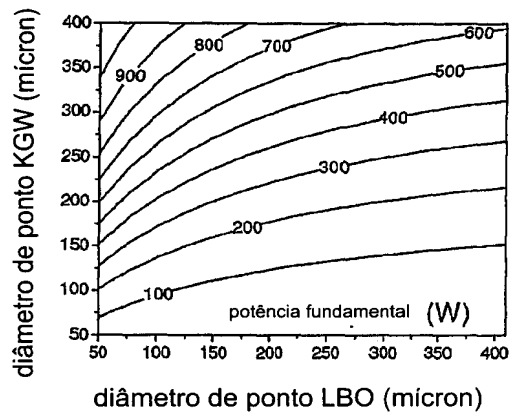


Fig. 30A

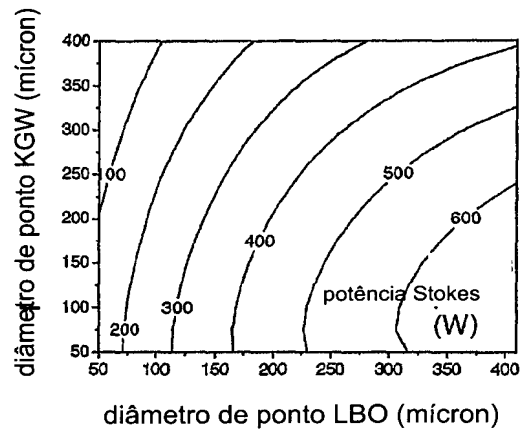


Fig. 30B

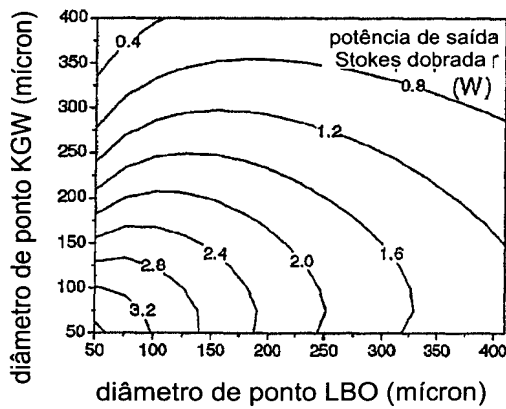


Fig. 30C

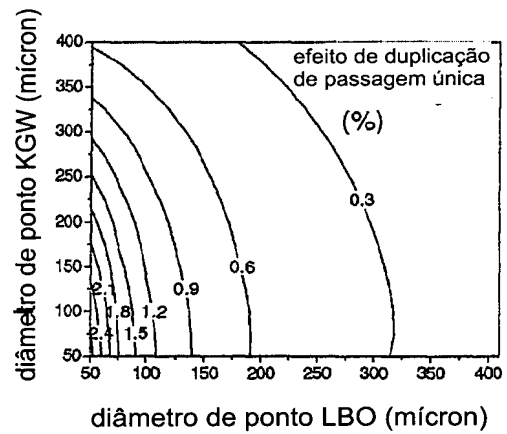


Fig. 30D

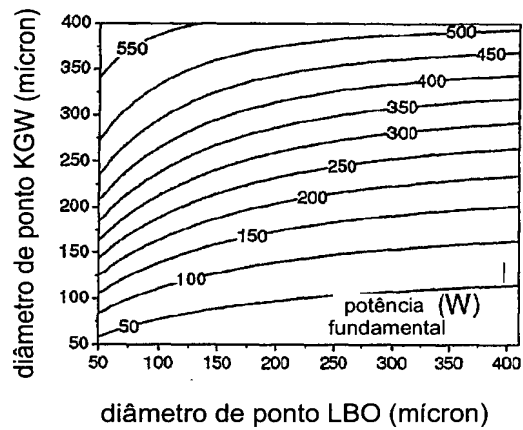


Fig. 31A

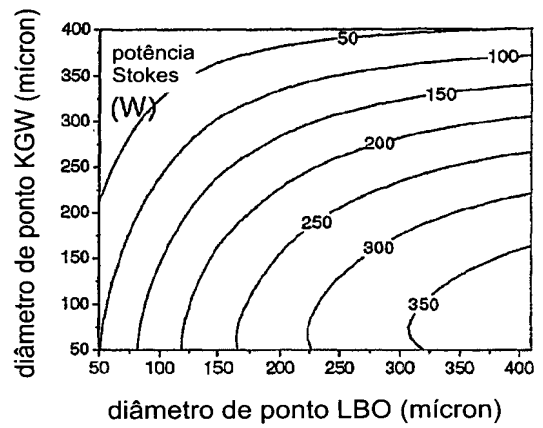


Fig. 31B

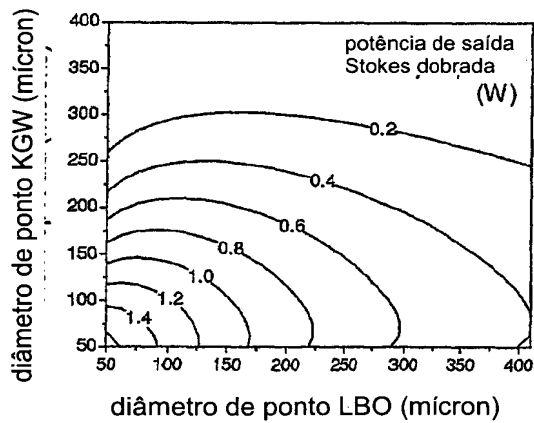


Fig. 31C

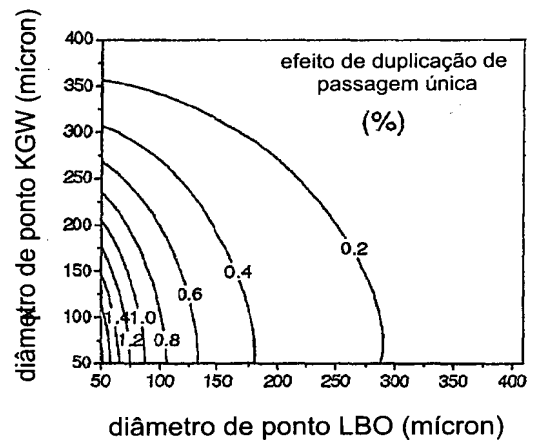


Fig. 31D

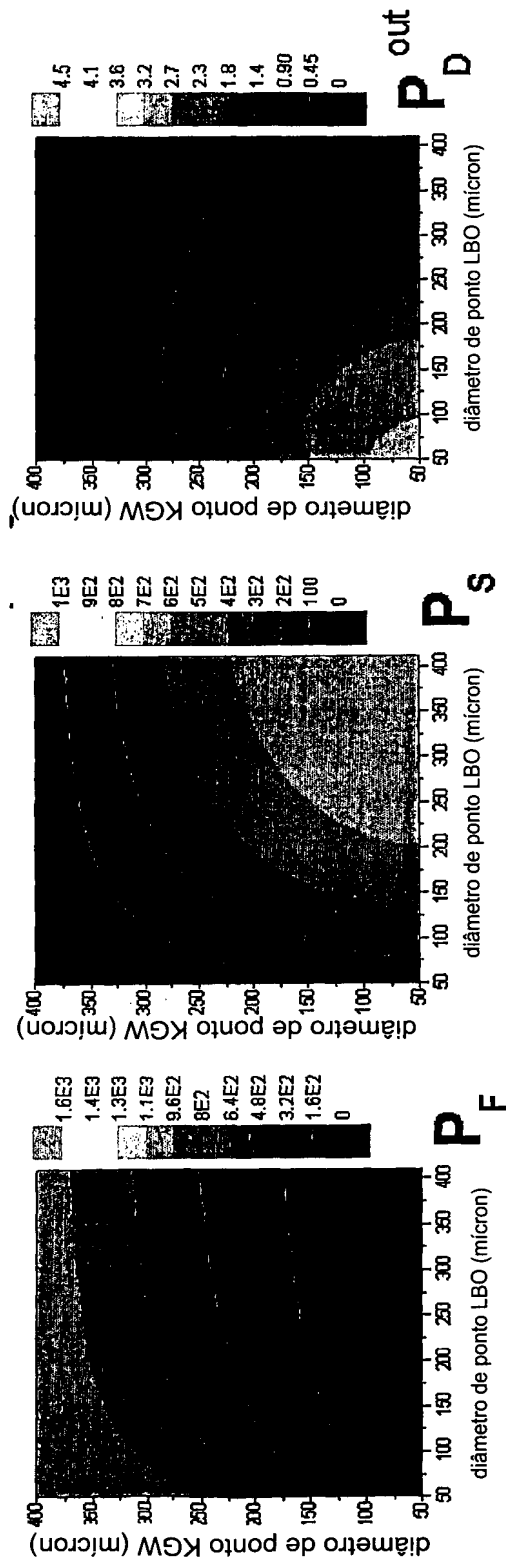


Fig.32

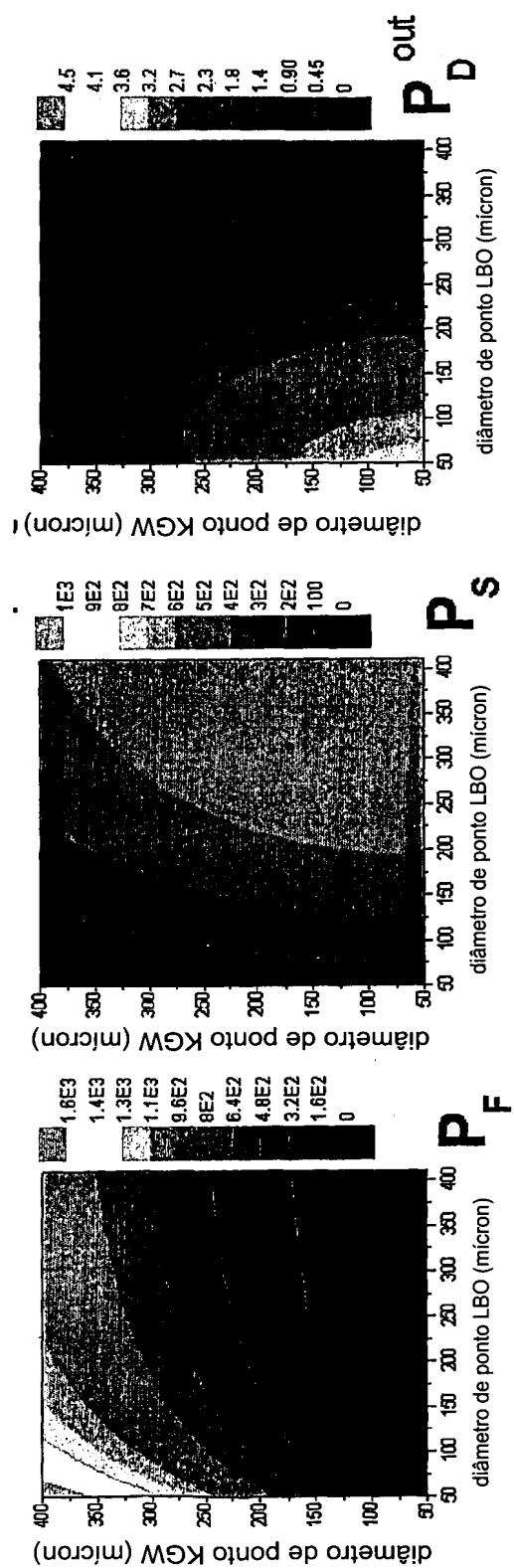


Fig.33

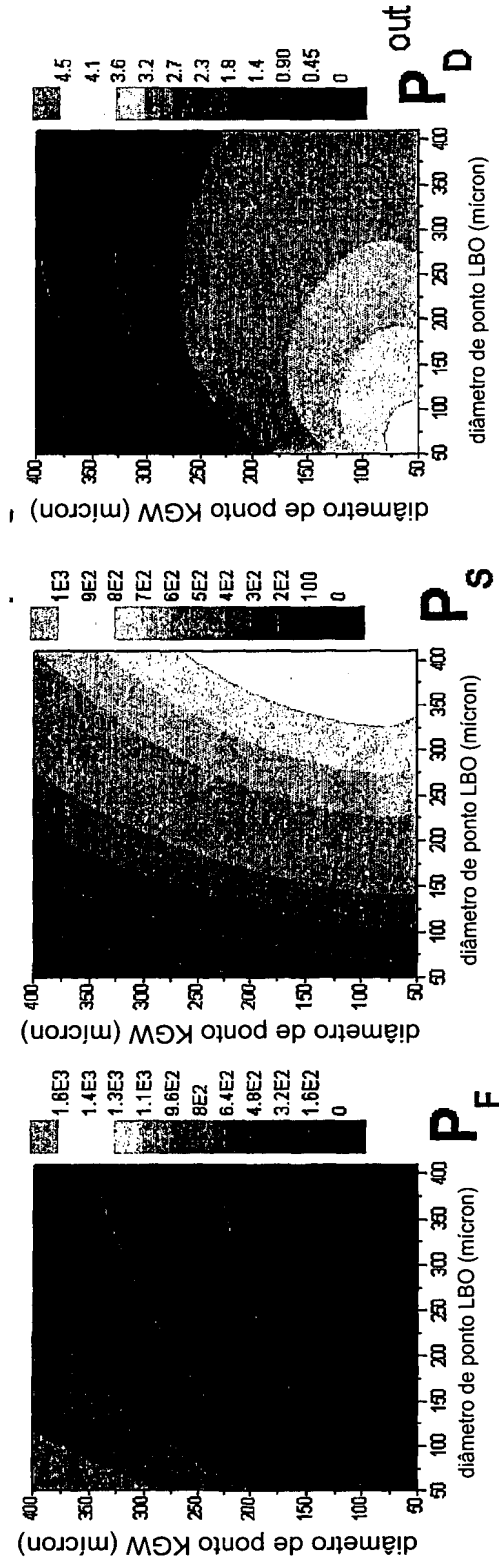


Fig.34

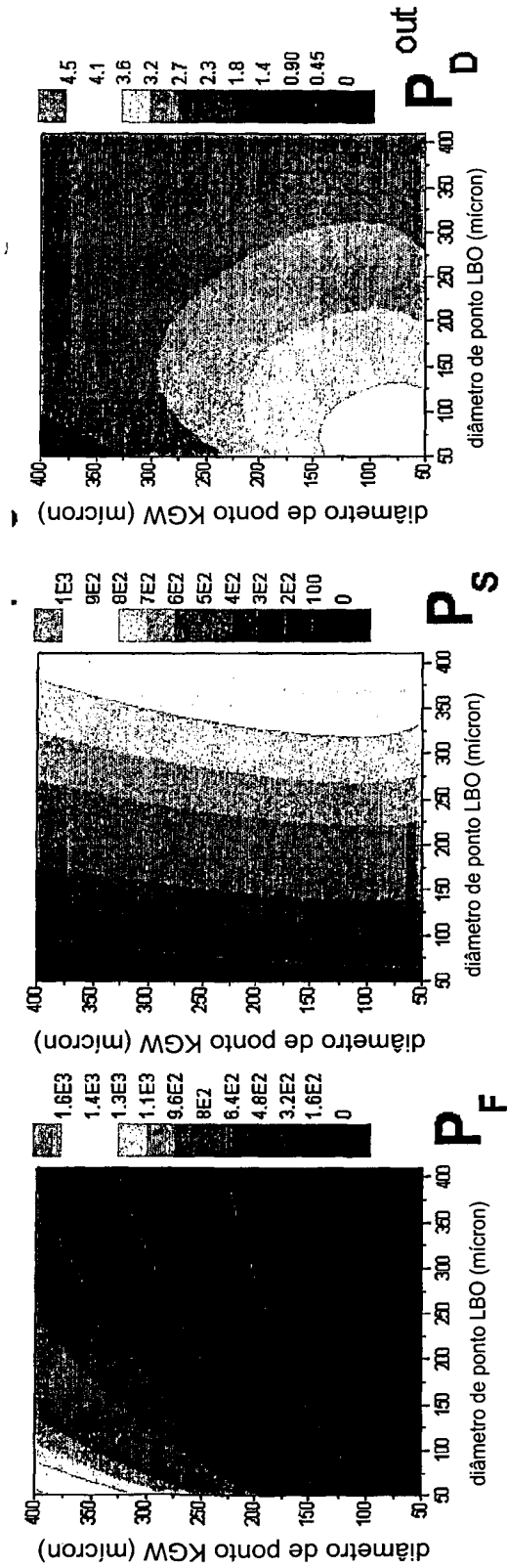


Fig. 35

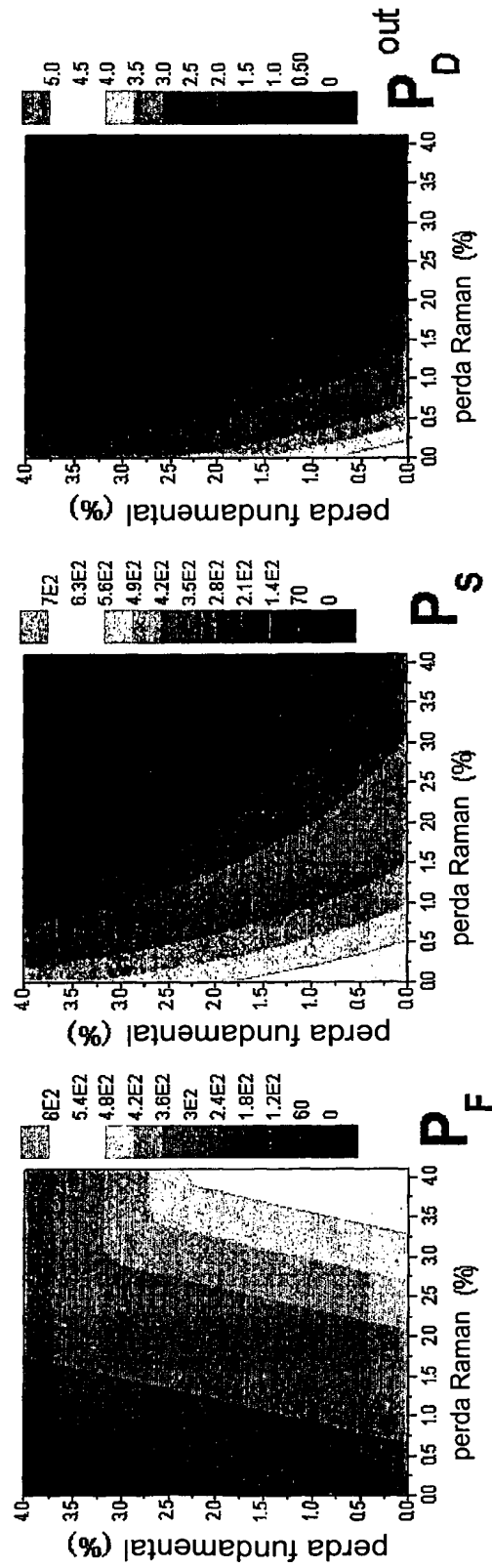


Fig. 36

Fig. 37A

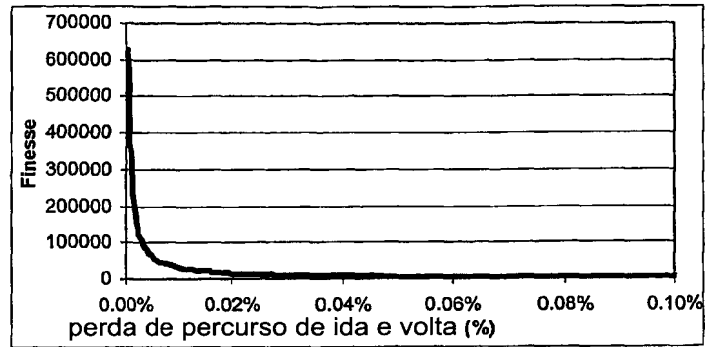


Fig. 37B

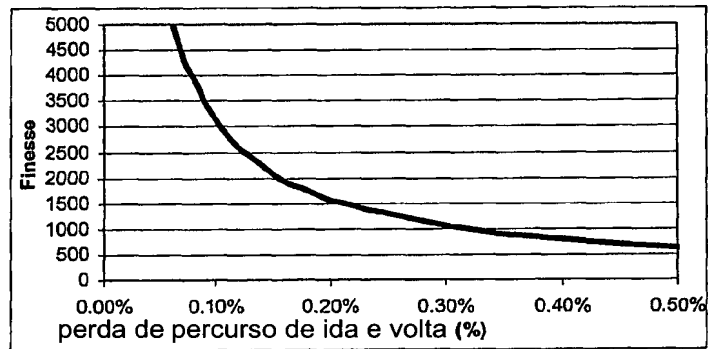


Fig. 37C

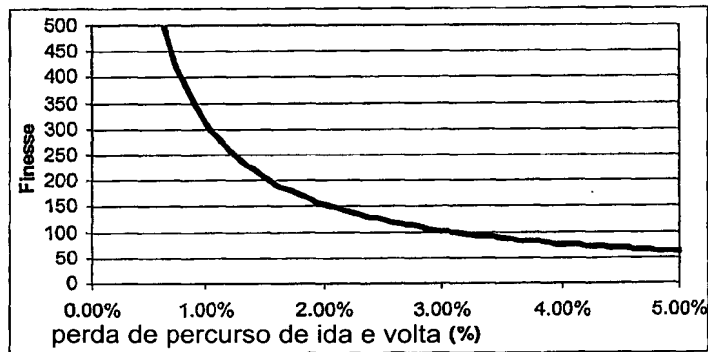
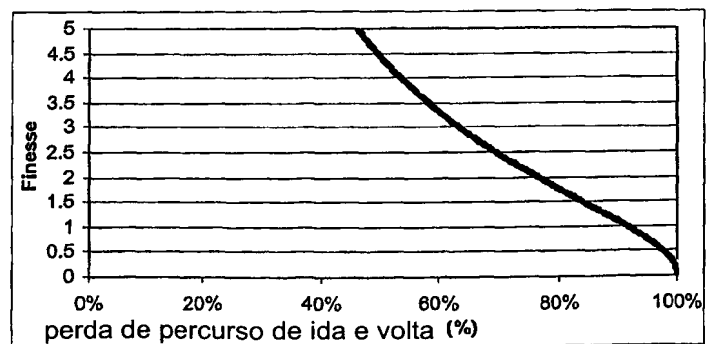


Fig. 37D



RESUMO

Patente de Invenção: "**LASER DE ONDA CONTÍNUA**".

Um laser Raman de onda contínua para a produção de uma saída de laser visível compreendendo: uma cavidade de ressonância; pelo menos um refletor e um segundo refletor, os ditos primeiro e segundo refletores sendo localizados em extremidades opostas da cavidade de ressonância; um meio de ganho de laser localizado na cavidade de ressonância para gerar um feixe fundamental de onda contínua que ressona dentro da cavidade de ressonância quando bombeado por um feixe de bomba a partir de uma fonte de bomba externa à cavidade de ressonância; um meio Raman ativo sólido posicionado na cavidade de ressonância para realizar a alteração Raman do feixe fundamental para produzir um feixe Raman de onda contínua que ressona dentro da cavidade de ressonância; e um meio não-linear posicionado na cavidade de ressonância para conversão de frequência do feixe Raman de onda contínua em um comprimento de onda convertido para produzir um feixe convertido de onda contínua.