

CENTROS DE COR COMO MEIOS LASER ATIVOS E ABSORVEDORES SATURÁVEIS⁺

Nilson Dias Vieira Junior, Luis Santiago de Assis* e Spero Penha Morato

Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares -CP.11049 SP/SP

RESUMO

Centros de cor meio laser ativos são bombeados eficientemente por outros lasers, usualmente num arranjo colinear. Ele também podem ser usados como absorvedores saturáveis para chaveamento Q. Nesse caso, a absorção inicial é limitada para permitir que o laser atinja o limiar. Esse fato limita a utilização simultânea dos centros como meio laser ativos e como absorvedores saturáveis. Utilizando um esquema de cavidades acopladas pode-se otimizar independentemente a profundidade de modulação que o absorvedor provê ao laser e ainda usar o máximo possível de absorção do meio laser ativo. Utilizamos esse esquema com os centros $Tl^O(1)$ em KCl, obtendo pulsos de μs de duração, com uma eficiência de bombeio de 40%. A potência máxima obtida no laser de centro de cor foi de 1.3 W. Os pulsos obtidos concordam com um modelo teórico simples.

⁺Projeto apoiado pela FAPESP.

*Bolsista CAPES-PICD - Endereço permanente: Universidade Federal da Bahia.

INTRODUÇÃO

Lasers de centros de cor (LCC) se comportam como laser de corante e são sua extensão natural no infravermelho próximo^{1,2}. Eles são muito eficientes principalmente devido à possibilidade de serem bombeados por outros lasers em pequenas áreas ($\sim 10^{-5}$ cm²), podendo atingir ganhos elevados em pequenos volumes ($\sim 10^{-6}$ cm³). Em particular existe uma classe de lasers de centros de cor que podem ser eficientemente bombeados por lasers de Nd devido à forte absorção na região de 1 μ m. Dentre esses centros destacamos o Tl⁰(1) em KCl^{3,4} ($\lambda = 1040$ nm), que apresenta emissão em 1.5 μ m, operando à temperatura de 77 K.

Nosso objetivo foi o de usar esses centros como absorvedores saturáveis e meio de ganho simultaneamente. Como absorvedores saturáveis eles controlam o comportamento temporal do laser de Nd:YAG dependendo da sua intensidade de saturação, quantidade de absorção e tempo de decaimento. Como meio de ganho seu tempo de decaimento depende da intensidade intracavidade do campo de radiação do LCC.

Particularmente, para um meio de ganho de baixa absorção no qual a eficiência é limitada pela sua pequena absorção, com um duplo passo do laser de bombeio já é possível melhorar a performance do laser⁵. Idealmente, o bombeamento intracavidade é um método alternativo para resolver o problema de pequena absorção, mas devido à baixa taxa de bombeio do laser de bomba essa técnica nem sempre é possível. Utilizando-se de um esquema de cavidades acopladas, é possível aumentar a absorção do meio bombeado de forma a aumentar o ganho do LCC, e ainda manter um limiar baixo para a operação c.w. do laser de Nd:YAG.

PARTE TEÓRICA

Para analisar o comportamento das cavidades acopladas será assumido que os modos espaciais estão casados. A cavidade principal consiste de um espelho 100 % refletor e um espelho com acoplamento de saída com refletividade R, conforme mostrado na fig. 1. Um segundo ramo consiste de um meio absorvedor (com transmissão \mathcal{T}) e um espelho de fundo com refletividade 100 % para ambos os comprimentos de onda. Somando-se todas as contribuições do campo eletromagnético reinjetado na cavidade principal, a refletividade equivalente R_{eff} é dada por:

$$R_{\text{eff}} = \frac{[\sqrt{R} - \mathcal{T} \cdot \exp(i\phi)]^2}{[1 - \sqrt{R} \cdot \mathcal{T} \cdot \exp(i\phi)]^2} \quad (1)$$

onde ϕ é a defasagem devido ao caminho óptico entre os espelhos intermediário e o de fundo. Para uma interferência construtiva [$\phi = (2.m + 1) \pi$, com m inteiro], a refletividade será máxima, sendo:

$$R_{\text{eff}} = \frac{[\sqrt{R} + \mathcal{T}]^2}{[1 + \mathcal{T} \cdot \sqrt{R}]^2} \quad (1)$$

Devido ao aumento de refletividade para os modos construtivos, o laser de bombeio irá oscilar preferencialmente nos modos selecionados, mas se a largura de banda de emissão é muito maior que o espaçamento de modos da cavidade, sempre haverá vários modos que irão depopular eficientemente o meio de ganho.

Assim, o ganho de limiar do laser principal será diminuído de $\Delta g = [(1 - R) \cdot \mathcal{T}] / (\mathcal{T} - \sqrt{R})$ de tal forma que a ação laser ocorrerá para um ganho menor que o ganho do ressonador livre.

A transmissão do absorvedor saturável depende da potência incidente de acordo com :

$$\mathcal{T} = \mathcal{T}_0 (1 + I/I_s)^{-1} \quad (3)$$

onde I_s é a intensidade de saturação.

No início da operação, o limiar da cavidade principal é diminuído por $\Delta g(\mathcal{T}_0)$ até que a intensidade intracavidade cresça de forma que $I \gg I_s$, onde então \mathcal{T} se aproxima da unidade. Nesse caso, o novo limiar é $g_0 - [(1 - R) / (1 + \sqrt{R})]$ e o sistema então está com o seu ganho maior que o ganho de limiar, iniciando a operação no regime de chaveamento Q.

O tempo de vida dos fótons nesse esquema de cavidades acopladas depende inteiramente na razão de transferência de energia entre as duas cavidades e evolução da transmissão do absorvedor saturável no tempo. A dependência da potência intracavidade, normalizada pela potência máxima ($\mathcal{T} = 1$) é dada por⁶ :

$$\frac{P_{\mathcal{T}}}{P} = \frac{(1 + \sqrt{R})}{2} \cdot \frac{\{1 + [t \cdot \mathcal{T}]^2\}}{1 + \mathcal{T} \cdot \sqrt{R}} \quad (4)$$

onde t é \sqrt{T} ; e $T = 1-R$. A dependência temporal de $P_{\mathcal{J}}$ é dada por:

$$\frac{1}{P} \frac{\partial P_{\mathcal{J}}}{\partial t} = \frac{(1 - \sqrt{R}) \cdot (1 + \sqrt{R})}{(1 + \mathcal{J} \cdot \sqrt{R})} \cdot \mathcal{J} \cdot \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial t} \quad (5)$$

No máximo da saturação, a população do absorvedor saturável é totalmente invertida (para um esquema de 4 níveis). A transmissão nesse instante é dada por $\mathcal{J} = [1 - \sigma \cdot n \cdot l]$ (σ é a seção de choque de absorção, n é a população do estado fundamental e l é o comprimento do meio ativo). Essa população se recupera com um tempo efetivo τ , portanto em torno de $\mathcal{J} \cong 1$, temos:

$$\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial t} = \frac{\ln \mathcal{J}}{\tau} \quad (6)$$

e conseqüentemente:

$$\frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{1 - \sqrt{R}}{1 + \sqrt{R}} \cdot \frac{\ln \mathcal{J}}{\tau} \quad (7)$$

No início da operação o comportamento do decaimento tem uma forma exponencial com um tempo característico dado por:

$$t_d = \frac{1 + \sqrt{R}}{1 - \sqrt{R}} \cdot \frac{\mathcal{J}}{\ln \mathcal{J}} \quad (8)$$

Pode-se ver que o primeiro fator da expressão acima representa o acoplamento entre as duas cavidades (termo de transferência de energia). O segundo termo é somente dependente dos parâmetros físicos do absorvedor saturável.

PARTE EXPERIMENTAL

Cristais de KCl:Tl foram crescidos em nossos laboratórios pelo método de Bridgman estático, usando reagentes ultra puros, numa ampola selada de quartzo em atmosfera de inerte. Monocristais com 5 cm de comprimento e 2 cm de diâmetro foram obtidos com uma concentração de Tl de aproximadamente 0,2 Mol% medido por espectrografia de emissão. Essa concentração está no intervalo ideal pois maiores concentrações dão

origem à agregados⁷ indesejáveis de Tl. Essas amostras sofreram um tratamento térmico de 650 °C por 30 minutos, seguido por um resfriamento rápido para temperatura ambiente.

Amostras de 10 por 10 por 2 mm³ foram irradiadas em cada face por um acelerador de elétrons com uma corrente de 20 $\mu\text{A}\cdot\text{min}/\text{cm}^2$. A concentração de centros F obtida é da ordem de 10^{16} cm^{-3} , também no intervalo ideal pra evitar a formação de agregados. Após a irradiação as amostras foram tratadas com luz F à temperatura de -30 °C, fotoconvertendo centros F em centros de Tl⁰(1). Densidades de até 10^{17} cm^{-3} foram obtidas nessas condições, proporcionando uma absorção de 90 % para 1,06 μm .

Como cavidade escrava, que é a do centro de cor, utilizamos a astigmaticamente compensada⁸ onde o meio bombeado se encontra na região de alta focalização ($w_0 \cong 20\ \mu\text{m}$) e está preparada para operar à temperatura de 77 K. Para tanto desenvolvemos um criostato refrigerador que possui um tempo de armazenagem de 70 horas para um volume de 5 litros.

O bombeamento do LCC com o laser de Nd:YAG foi feito usando um arranjo colinear como mostrado na figura 1. Nessa figura é mostrado o acoplamento das duas cavidades: a do Nd, plana-concava contendo os espelhos M_1 e o de saída, plano, M_2 , sendo que esta está colinearmente alinhada com a cavidade compensada astigmaticamente do LCC, (espelhos M_3 , M_4 e M_0). O modo do feixe de bomba é casado exatamente com o feixe do LCC pela coincidência das cinturas no espelho M_2 , pois no braço mais longo do LCC a cintura do feixe é aproximadamente a mesma do Nd:YAG ($w \cong 0,5\ \text{mm}$) no espelho de saída M_2 . Um prisma no ângulo de Brewster colocado entre o espelho M_2 e a câmara de vácuo permite a colinearidade dos dois feixes na região de alta focalização do LCC. Outro prisma foi usado para interceptar somente o feixe de 1,5 μm , defletindo-o pra o espelho de saída do LCC. O espelho de saída do LCC tinha uma curvatura de 3m, para permitir o alongamento do braço para a distância de trabalho experimental ideal (80 cm) e ainda permitir que o intervalo de estabilidade seja mantido em 1 mm. A transmissão do espelho de saída nesse espelho M_0 é de 10 %.

RESULTADOS E DISCUSSÕES

O espelho utilizado como acoplador de saída do laser de Nd tem uma transmissão de 12% em 1,06 μm . O linhar de operação da cavidade

principal é de 6,4 % por passo, e devido ao acoplamento com o LCC, com o cristal não saturado, ele é reduzido para 5,2 %. Portanto desprezando perdas de acoplamento, a modulação entre o regime saturado e não saturado é de 5,2 %. O limiar de operação do laser foi diminuído de 24 A para 20 A, sendo que o limiar de operação do LCC coincide com o do laser de Nd. O laser de bombeio foi modulado mecanicamente com um ciclo útil baixo de forma a evitar problemas térmicos. Os pulsos típicos obtidos são mostrados na figura 2, na inserção. A potência de saída do LCC como função da corrente da lâmpada também é mostrada na figura 2. A não linearidade observada é decorrente à efeitos térmicos no bastão laser^o. Na máxima corrente utilizada (28 A) obteve-se uma potência de saída de 1,3 W, correspondendo a uma eficiência absoluta de 40 %. A taxa de repetição do laser aumentava com a potência de bombeamento e a máxima obtida foi 25 Khz.

De forma a calcular a largura de pulso devemos considerar que o tempo total de decaimento é devido a emissão espontânea e a decaimento estimulado conforme $t_d = t_{d,0} \cdot I_0/I$. A intensidade de saturação para o $Tl^{o}(1)$ é $4.8 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ e tomando a potência média como 1,3 W para uma área de $1,2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$, obtém-se um valor médio para o tempo de decaimento de 94 ns. O valor calculado para o tempo característico de fótons nesse caso é 1,3 μs , próximo ao valor obtido de 1 μs medido.

O fato em destaque nesse esquema de operação é que como o centro de cor é a única fonte de perda para o laser de Nd, a eficiência de bombeio é, como mostrado, extremamente alta. Além disso, como o pulso se desenvolve no regime de chaveamento Q, com um tempo inferior ao tempo de decaimento espontâneo, aumenta mais ainda essa eficiência pois a perda de população invertida é minimizada nesse caso.

REFERENCES

1. L. F. Mollenauer in "Tunable Lasers", eds. L.F. Mollenauer and J.C. White (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1987) p.225.
2. "Room-Temperature Color Centers", T.T. Basiev, S. B. Mirov and V. V. Osiko, IEEE J. Quantum. Electron. 24 (1052) 1988.
3. L. F. Mollenauer, N. D. Vieira and L.Szeto, , Phys. Rev. B 27, 5332 (1983).
4. W. Gellerman, F. Luty and C. R. Pollock, Opt. Comm. 34, 391 (1981);
L. F. Mollenauer, N. D. Vieira and L. Szeto, Opt. Lett 7 414 (1982).
5. K.R. German, U. Durr and W. Kunzel, Opt. Lett.11,12 1986.
6. S.M.J. Kelly, Opt. Comm.70,495 (1989).
7. F. J. Ahlers, F. Lohse, J. M. Spaeth and L. F. Mollenauer , Phys. Rev. B 28 1249 (1983).
8. H. W. Kogelnik, E. P. Ippen, A. Dienes and C. V. Shank, IEEE J. Quantum. Electron. 8 373 (1972).
9. W. Koechner, Appl. Opt. 9, 2548 (1980);
- 10.W. Koechner,ed. in: "Solid State Laser Engineering" (Springer-Verlag, New York,1976) p.83

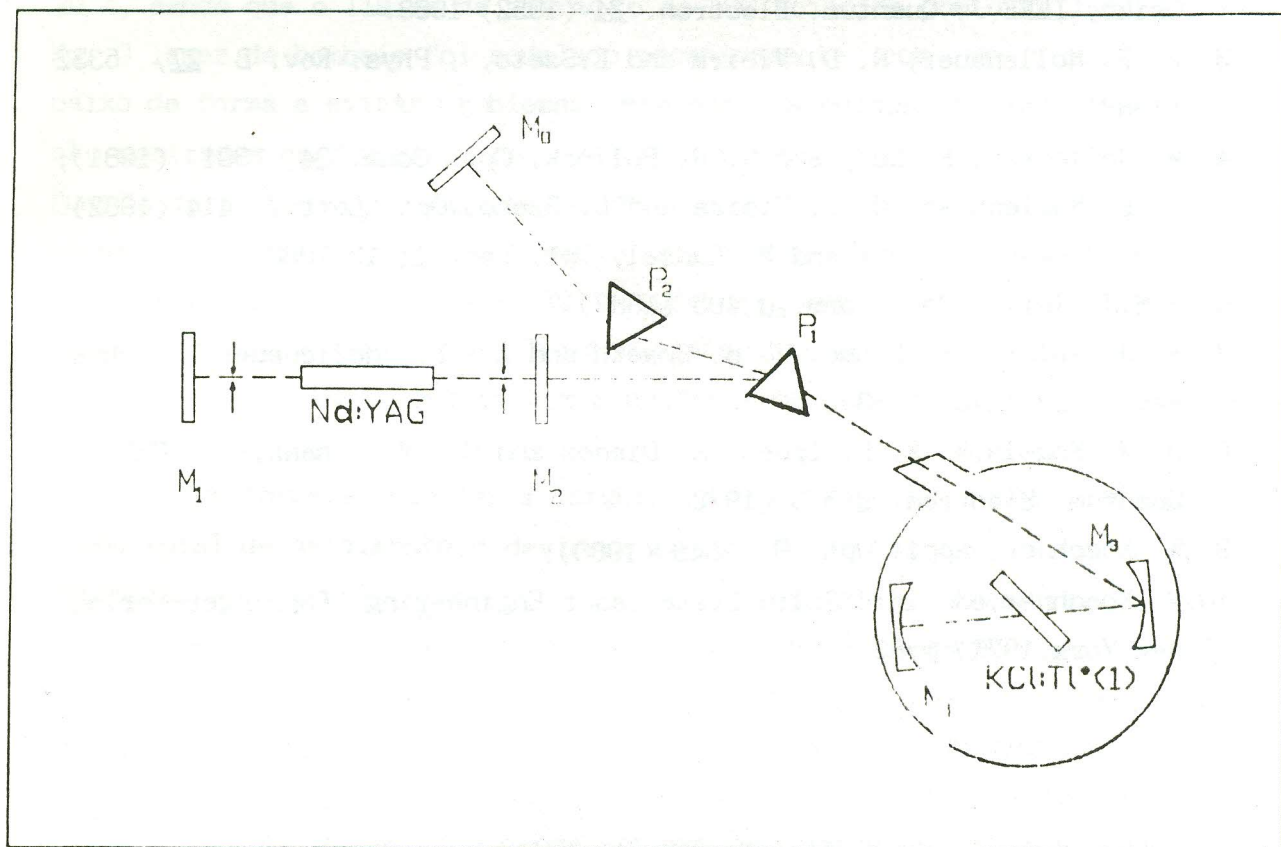


FIGURA 1. Esquema do acoplamento do laser de Nd:YAG ao laser de centro de cor $Tl^{0}(1):KCl$. A cavidade do laser de Nd:YAG consiste dos espelhos M_1 e M_2 ; espelhos M_3 , M_4 e M_0 são da cavidade do LCC com compensação astigmática. Os espelhos M_4 e M_3 são altamente refletivos para ambos os comprimentos de onda. O prisma P_1 permite a colinearidade dos feixes no cristal e P_2 extrai o feixe do LCC, dirigindo-o para o espelho M_0 .

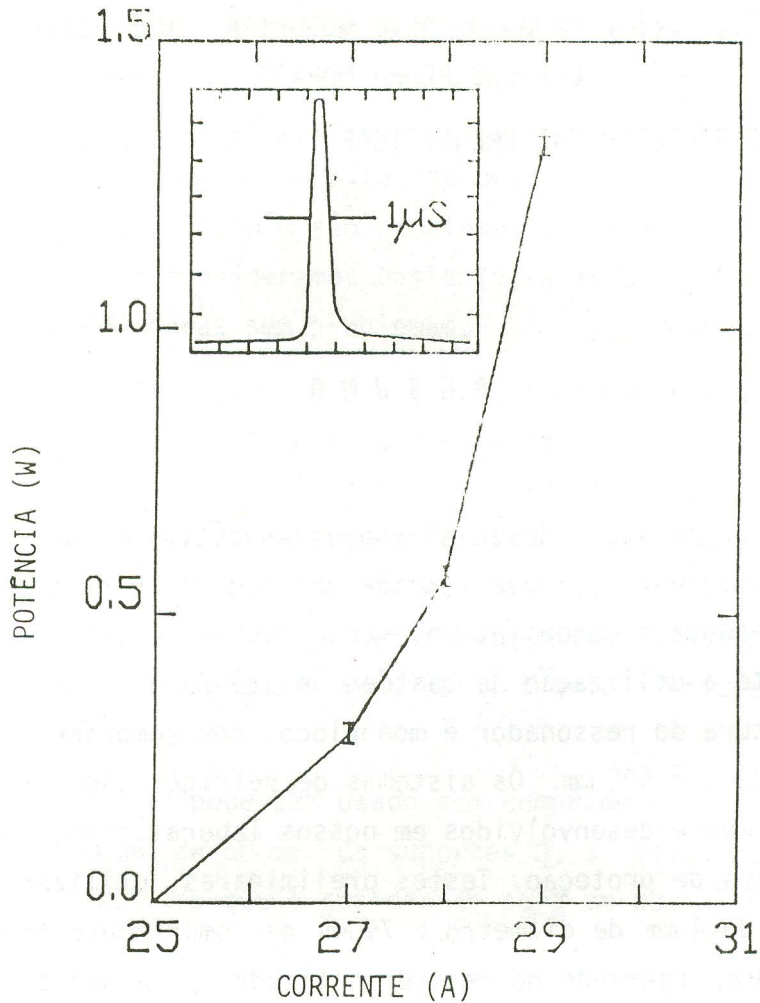


FIGURA 2. A figura mostra a potência de saída do laser de $Tl^0(1)$ no arranjo das cavidades acopladas mostrado na figura 1, em função da potência de bombeio da lâmpada de bombeio de Kr. A não linearidade observada é devido a efeitos térmicos no bastão de Nd:YAG. Na inserção é mostrada a largura de pulso do Nd:YAG que é detetada por uma transmissão residual (0,2%) do espelho de fundo, em 20A.