

OTIMIZAÇÃO DA ENERGIA DE SAÍDA DE UM LASER SINTONIZÁVEL DE LiF:F₂⁻ COM O TEMPO DE BOMBEIO

W. de Rossi, F. E. da Costa*, I. M. Ranieiri, N. D. Vieira Jr.
e S. P. Morato

IPEN-CNEN/SP *Bolsista CNPq-RHAE
Apoio FINEP-PADCT

Estudou-se o comportamento da energia de saída de um laser sintonizável de LiF:F₂⁻ em função do tempo de bombeio. A partir dos tempos dispendidos desde a inversão de população até a ação laser, pode-se inferir um tempo ótimo de bombeio para obter-se a maior energia de saída para as características do ressonador e meio ativo utilizado.

INTRODUÇÃO

Centros de cor F₂⁻ em cristais de LiF apresentam bandas largas de absorção e emissão, centradas respectivamente em 960 e 1120 nm, comportando-se como um esquema de quatro níveis ideal para a operação laser. Eles são formados por altas doses de radiação, sendo um dos últimos subprodutos de agregação de defeitos produzidos por radiação. Apresentam um tempo de vida no estado excitado de 60 a 100 ns [1], fortemente dependente do mecanismo de irradiação e das impurezas residuais presentes no cristal. Esses centros apresentam alta estabilidade fototérmica e alto dano de limiar, mesmo à temperatura ambiente. A forte absorção que os centros LiF:F₂⁻ apresentam para a emissão dos íons laser ativos de Nd em várias matrizes sólidas permitem a sua utilização tanto como absorvedores saturáveis como meios laser ativos na região do infravermelho próximo. Neste trabalho estuda-se a influência da duração temporal do pulso de bombeio para a excitação dos centros LiF:F₂⁻ quando estes apresentam ação laser. Um esquema simples de controle da duração temporal do pulso de excitação foi utilizado, o que permite uma correlação simples e direta de sua influência na eficiência do laser de LiF:F₂⁻.

TEORIA

Em princípio, um pulso de excitação muito mais curto que o tempo de decaimento do meio de ganho produziria uma maior população invertida e portanto maior energia de saída do laser. A consideração anterior leva em conta apenas a energia armazenada no nível superior do meio ativo, e deixa de considerar que o pulso de excitação pode ser melhor absorvido se o mesmo existir simultaneamente com a ação laser do meio de ganho. Dessa forma, é importante considerar o tempo de crescimento do campo eletromagnético na cavidade do laser escravo e por conseguinte a diminuição do tempo efetivo de decaimento devido ao

decaimento estimulado pelo campo de radiação. Consequentemente a intensidade de saturação aumenta e a absorção do meio também.

Assim, para aumentar a eficiência do laser de centro de cor, procurou-se compatibilizar a interação dos tempos em questão. Assim, a eficiência de operação laser deve seguir uma expressão do tipo:

$$N = N_0 \left(1 - \frac{T_{bu}}{T_p} \right) \left(1 - \frac{T_p}{T_f} \right) \quad (1.1)$$

Onde temos:

N = eficiência efetiva do laser

N₀ = eficiência devido a fatores diversos, normalizada.

T_{bu} = tempo entre a excitação do meio de ganho até o tempo da ação laser,

T_p = duração do pulso de bombeio (Nd:YLF chaveado)

T_f = tempo de decaimento espontâneo do centro de cor F₂⁻ em LiF

A equação (1.1) é válida apenas dentro do intervalo compreendido entre $T_{bu} \leq T_p \leq T_f$. O primeiro termo entre parênteses apresenta a contribuição relativa decorrente do pulso de excitação estar ocorrendo durante a ação laser do centro de cor, desta forma permitindo maior absorção da radiação de excitação. O segundo termo descreve a ocorrência da ação laser em um tempo menor que o de fluorescência, permitindo assim que uma maior energia seja armazenada no nível superior.

Deve ficar absolutamente claro que pode haver ação laser nas condições $T_p \leq T_{bu}$ e $T_p \geq T_f$, mas o estudo do comportamento temporal do nosso protótipo de laser sintonizável de LiF:F₂⁻ se limitou ao estudo dos casos dentro do intervalo proposto em (1.1). Observou-se preliminarmente que em ressonadores escravos curtos (3 a 6 cm), a energia de saída era elevada. Quando o ressonador tinha seu comprimento elevado para 40 cm, para comportar os elementos dos

sistemas de sintonia e mantidas as condições de estabilidade e baixas perdas por difração, a energia era reduzida em até uma ordem de magnitude. Assim, procurou-se determinar qual a influência das condições temporais de operação. Ao se iniciar a excitação, esta começa a elevar parte da população do estado fundamental para o para o estado excitado. Simultaneamente parte da população começa a decair por fluorescência. A excitação sendo eficiente conseguirá, apesar do decaimento expontâneo, elevar a população do nível superior, n , para a população de limiar de ação laser. Assim, o ruído gerado na fluorescência será amplificado, dando origem a ação laser.

Como as intensidades de bombeio dos lasers de Nd:YLF chaveados são elevadas em comparação com a intensidade de saturação dos centros F_2^- em LiF, e sendo este um esquema de 4 níveis, teremos logo no início da excitação uma população invertida para atingirmos o limiar de oscilação. Assim, o meio de ganho tem dois tempos característicos, um para atingir inversão de população e outro para iniciar a ação laser.

Para obtermos uma estimativa do tempo para atingir a inversão da população, simplifica-se o esquema de 4 níveis para um esquema de 2 níveis para o LiF:F₂⁻, e calcula-se o tempo para levarmos o cristal a saturação. [2]. Portanto o tempo de saturação, T_s é dado por:

$$T_s = \frac{T_r}{1 + 2T_r W_p} \quad (1.2)$$

Sendo $W_p = \sigma I / h\nu$, dado por:

$\sigma = 1,7 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$, seção de choque de absorção [1]

I = potência de pico por cm^2 do laser de Nd:YLF chaveado

$h\nu = 1,9 \cdot 10^{-19} \text{ J}$, energia do fóton de excitação

Para o cálculo do tempo entre a inversão de população até o início da ação laser tomou-se por base o comportamento temporal do laser em regime de chaveamento Q. Durante a evolução do pulso [3], o decaimento por fluorescência pode ser desprezado. No caso do LiF:F₂⁻, apesar de T_f ser curto, a intensidade de saturação é baixa [4], para as intensidades de bombeio que utilizamos. Desta forma podemos considerar que a população no estado excitado dependa única e exclusivamente da excitação, na ausência de ação laser do LiF:F₂⁻. Portanto temos:

$$T_i = \frac{2l_c \ln\left(\frac{\Phi}{\Phi_i}\right)}{e(2\sigma_e n_l - L + \ln R)} \quad (1.3)$$

Sendo:

l_c = comprimento da cavidade do laser de LiF:F₂⁻

Φ = fluxo máximo de fótons

Φ_i = fluxo inicial de fótons

$\sigma_e = 1,7 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$, seção de choque de emissão [1]

n = máxima população invertida

l = comprimento do meio ativo, LiF:F₂⁻

L = perdas não saturáveis do centro de cor mais perdas por espalhamento

$R = 94\%$, refletividade do espelho de saída, que no arranjo experimental é a parcela do feixe refletido do prisma de saída e magnificação

O fluxo inicial, Φ_i , e o máximo, Φ , também com auxílio da referência [3], serão calculados como segue:

$$\Phi_i = \frac{l_c n \Omega}{2\pi T_r (L - \ln R)} \quad (1.4)$$

$$\Phi = \frac{l_c \left(n - n_t + n_t \ln\left(\frac{n_t}{n}\right) \right)}{l_c} \quad (1.5)$$

Sabendo-se que :

Ω = é o ângulo sólido do meio ativo LiF:F₂⁻

n_t = população de limiar, dada por:

$$n_t = \frac{L - \ln R}{2\sigma l} \quad (1.6)$$

n = é a população máxima invertida, dada por:

$$\frac{n}{n_0} = \frac{W_p T_r}{W_p T_r + 1} \quad (1.7)$$

A população total n_0 , pode ser inferida pela medida de densidade óptica do cristal de LiF:F₂⁻, na forma:

$$n_0 = \frac{2,30D}{\sigma l} \quad (1.8)$$

Tendo os valores de T_s e T_i , resta obter o tempo de duração de pulso do laser escravo, t_p . Portanto teremos:

$$t_p = \frac{2l_c (n - n_t)}{c(L - \ln R)(n - n_t) \left(1 - \ln\left(\frac{n_t}{n}\right) \right)} \quad (1.9)$$

O único parâmetro desconhecido, é a população invertida residual, n_f , existente ainda após a ação laser. Esta pode ser obtida graficamente [3], mas como n_f é muito menor que n , será desprezada.

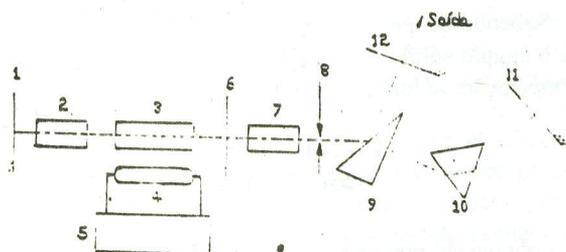
Para obtermos a eficiência teórica proposta em (1.1), medidos diretamente o tempo, cujos valores são T_p , do laser de Nd:YLF chaveado. O tempo T_{bu} pode ser calculado por

$$T_w = T_1 + T_2 + t, \quad (1.10)$$

MONTAGEM EXPERIMENTAL

O conjunto do laser de bombeio e do laser sintonizável de LiF:F_2^- está mostrado no esquema da figura 1. Os componentes são:

- 1-espelho 100% refletor para 1047 nm
- 2-cristal de LiF:F_2^- para o chaveamento passivo do laser de Nd:YLF
- 3-bastão de Nd:YLF
- 4-lâmpada de bombeio da cavidade do Nd:YLF
- 5-fonte de alimentação
- 6-espelho dicróico, altamente refletor entre 1090 e 1250 nm e parcialmente transmissor para 1047 nm
- 7-conjunto de 3 cristais de LiF:F_2^- , dispostos em série
- 8-iris
- 9-prisma de saída e magnificação, BK7 .
- 10-prisma de sintonia, SF2
- 11-espelho 100% refletor entre 1090 e 1250 nm
- 12-espelho dicróico, altamente refletor em 1047 nm e transmissor entre 1090 e 1250 nm



O tempo do pulso de bombeio foi variado alterando-se o comprimento do ressonador de excitação, formado pelos espelhos 1 e 6. Assim, a energia de pulso foi mantida constante em todos os experimentos.

Um prisma foi usado como elemento de saída para manter a mesma refletividade ao longo de toda a faixa de comprimentos de onda do laser sintonizável.

As medidas temporais foram feitas com um osciloscópio Tektronix 7633 com memória e um detector de silício de resposta melhor que 1 ns. Para as medidas de energia utilizamos detector calorimétrico de superfície com isoperibol (modelo Scientech 373).

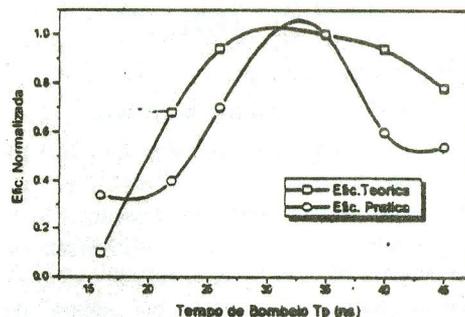
RESULTADOS

Os resultados da variação temporal, potência pico e energia estão na tabela abaixo, onde observa-se que mesmo com a queda da potência de pico do laser de Nd:YLF, pelo alargamento de suas características temporais, não houve queda da energia de saída do laser de LiF:F_2^- . Da mesma forma, uma largura temporal ótima do bombeio implicou em um aumento da energia de saída do laser de centro de cor.

Neodímio		LiF:F_2^-		
Tempo do pulso T_p (ns)	Potência pico (MW)	Tempo do pulso T_{bur} (ns)	Potência pico (KW)	Energia (mJ)
16	2	15,6	41,8	0,67
22	1,4	17,7	44,4	0,8
26	1,15	18	56	1,4
35	0,86	19,9	71	2
40	0,75	20,3	50	1,2
45	0,67	21,4	48,6	1,07

A potência pico obtida na tabela acima foi calculada partindo-se da medida da energia de pulso e o seu tempo de duração. Estes tempos são respectivamente de 16, 18, 25, 28, 24, 22 ns. O aumento da largura do pulso, é decorrente do melhor aproveitamento do pulso de bombeio.

A eficiência teórica e prática é mostrada abaixo, em função do tempo de excitação. Pode-se notar que existe uma concordância geral do resultado esperado, com discrepância nos extremos da curva pois o modelamento não se aplica nestas regiões.



Assim, a eficiência de extração de energia do laser escravo aumentou de aproximadamente um fator tres em relação ao regime onde o pulso de excitação é o mais curto possível neste sistema. Este é um resultado geral que permite a otimização para quaisquer configurações mais adequadas do laser escravo.

Abstract

The operation of a pulsed, room temperature, tunable LiF:F_2^- laser crystal is reported. This laser can be efficiently pumped by a Nd:YLF Q-Switched laser. In order to introduce tuning elements, the length of the slave resonator had to be increased, and due to the short fluorescent decay time of centers, a drop in the pumping efficiency was observed. This problem could be circumvented by the development of a simple model that takes into consideration the stimulated decay time and the build up of the laser radiation inside the slave

sonator. By changing the pump pulse duration, an increase in the efficiency of a factor three could be achieved.

Referências Bibliográficas

[1]Tasoltan T. Basiev, Sergei B. Mirov, and Vyacheslav V. Osiko - Room-Temperature Color Center Lasers - IEEE Journal of Quantum Electronics, 24(6): 1052 - 1069, 1988.

[2]S. A. Mikhnov and V.V. Rakush - Dependence of the efficiency of LiF:F₂- crystal lasers on the pumping pulse duration - Translated from Zhurnal Prikladnoi Spektroskopii, 41(6):904 - 908, 1984.

[3]W. Koechener - Solid-State Laser Engineering - Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York - 397 - 402, 1988.

[4]F. V. Karpushko, V. P. Morov and G. V. Sinitsyn - Stimulated emission in flashlamp-pumped LiF crystals with color centers at room temperature - Sov. Tech. Phys. Lett. 10(3): 112 - 113, 1984.