

CARACTERIZAÇÃO DE UM LASER DE Nd:YLF BOMBEADO POR LASER DE ARGÔNIO E DETERMINAÇÃO DA SEÇÃO DE CHOQUE DE EMISSÃO ESTIMULADA

E.P.Maldonado, I.M.Ranieri, N.D.Vieira Jr. e S.P.Morato

Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, CNEN-SP
Supervisão de Materiais Optoeletrônicos
Caixa Postal 11.049, CEP 05422-970, São Paulo/SP
Fax: (011)212-3546 - Fone: (011)211-6011 R.1801

RESUMO

Realizou-se uma caracterização de um laser de Nd:YLF, utilizando-se um modulador acústico-óptico como elemento de perdas variáveis. O laser utiliza um cristal de Nd:YLF crescido em nossos laboratórios, sendo bombeado colinearmente por um laser de argônio. A análise dos parâmetros obtidos na caracterização permitiu uma avaliação da qualidade do cristal assim como a obtenção do valor da seção de choque de emissão estimulada, para a transição com $\lambda_0 = 1,047 \mu\text{m}$.

INTRODUÇÃO

A caracterização de meios laser ativos de estado sólido, durante a ação laser, consiste em informação fundamental para a otimização do processo de obtenção destes meios. No caso do Nd:YLF, por exemplo, a obtenção de parâmetros relativos à sua ação laser auxilia na avaliação dos procedimentos adotados durante as etapas de síntese, crescimento e preparação do cristal. Para isso, uma metodologia simples de obtenção destes parâmetros é desejada. Contrariamente aos sistemas laser bombeados por lâmpadas, os lasers bombeados por outros lasers consistem em sistemas de análise razoavelmente simplificada, por possuírem a geometria de bombeio espacialmente bem determinada. Assim, desenvolvemos um laser c.w. de Nd:YLF bombeado colinearmente por um laser de argônio, numa configuração simples e prática que utiliza cristais de Nd:YLF com comprimento de $\sim 4\text{cm}$ [1]. A obtenção de parâmetros do laser é realizada utilizando-se um modulador acústico-óptico intracavidade [2]. O modulador, operando no modo contínuo (não chaveado), permite a variação contínua e controlada da refletividade de saída equivalente do laser. Os dados obtidos para a potência de saída em função dessa refletividade são então analisados à luz de um modelamento teórico que permite a determinação do ganho não-saturado (para uma potência fixa de bombeio), das perdas da cavidade e da seção de choque de emissão estimulada para a transição laser.

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

As características principais do laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio são: bombeio longitudinal em $\lambda_p = 514,5\text{nm}$; cintura do feixe de bombeio, $w_p = 64(3)\mu\text{m}$; cintura do modo TEM_{00} do ressonador, $w_0 = 92(3)\mu\text{m}$. Outros parâmetros são:

1) Meio Ativo : cristal de Nd:YLF obtido em nosso laboratório de crescimento de cristais; direção cristalográfica (1,1,0); paralelepípedo com dimensões laterais (3 x 3) mm e comprimento $\lambda = 33$ mm; faces em ângulo de Brewster (polarização π); transmissão em $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$: 0,99(1); transmissão em $\lambda = 514,5$ nm: 0,44(2) \Rightarrow coeficiente de absorção: $\alpha_A = 0,25(1) \text{ cm}^{-1}$; concentração de Nd: 0,6(1) mol %.

2) Ressonador : Formado por três espelhos, M_1 , M_2 e M_3 , com raios de curvatura $\rho_1 = 5\text{cm}$, $\rho_2 = \text{plano}$ e $\rho_3 = 100\text{cm}$, respectivamente. M_1 e M_3 são altamente refletores, $R_{1,3} \cong 0,995(5)$, enquanto que a refletividade de M_2 é $R_2 = 0,960(5)$. O ângulo de incidência do feixe em M_3 , 10° , compensa o astigmatismo introduzido pelo bastão em ângulo de Brewster. A distância entre M_1 e M_3 é 52.4cm; entre M_2 e M_3 é 97.6cm.

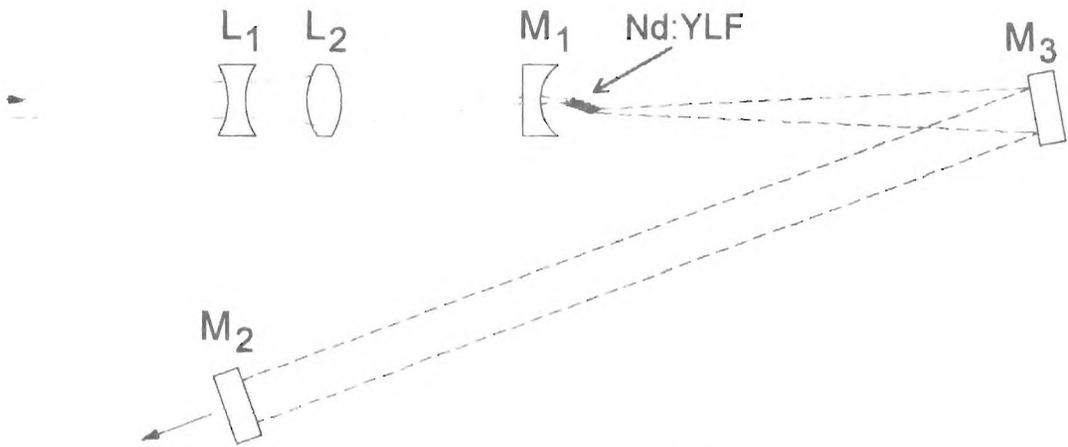


fig. 1) Esquema geral da cavidade do laser de Nd:YLF. As lentes L_1 e L_2 são usadas para focalizar o feixe de bombeio.

O laser de Nd:YLF foi caracterizado quanto ao valor do seu ganho e perdas por passo, utilizando-se a técnica de caracterização por meio do modulador acústo-óptico de onda contínua (que proporciona a variação controlada de uma refletividade de saída equivalente), como descrito na referência 2. Obteve-se assim o comportamento da potência de saída em função da refletividade do espelho de saída mostrado na figura 2, para uma potência de bombeio fixa, $P_P = 600$ mW:

A caracterização levou à determinação do ganho duplo-passo, $\exp(G)$, e das perdas do ressonador por duplo-passo, $\exp(-L)$, através do ajuste aos dados da expressão [2-3] :

$$P_{\text{OUT}} = K \cdot [-\ln(R)] \left[\frac{G}{L - \ln(R)} - 1 \right]$$

Assim : $G = 0,52(5)$; $L = 0,10$; $K = 320$ mW.

Correção do valor de L : As perdas introduzidas pelo modulador acústo-óptico correspondem a 2% por passo. Assim, para a cavidade sem o modulador:

$$\Rightarrow L = 0,06$$

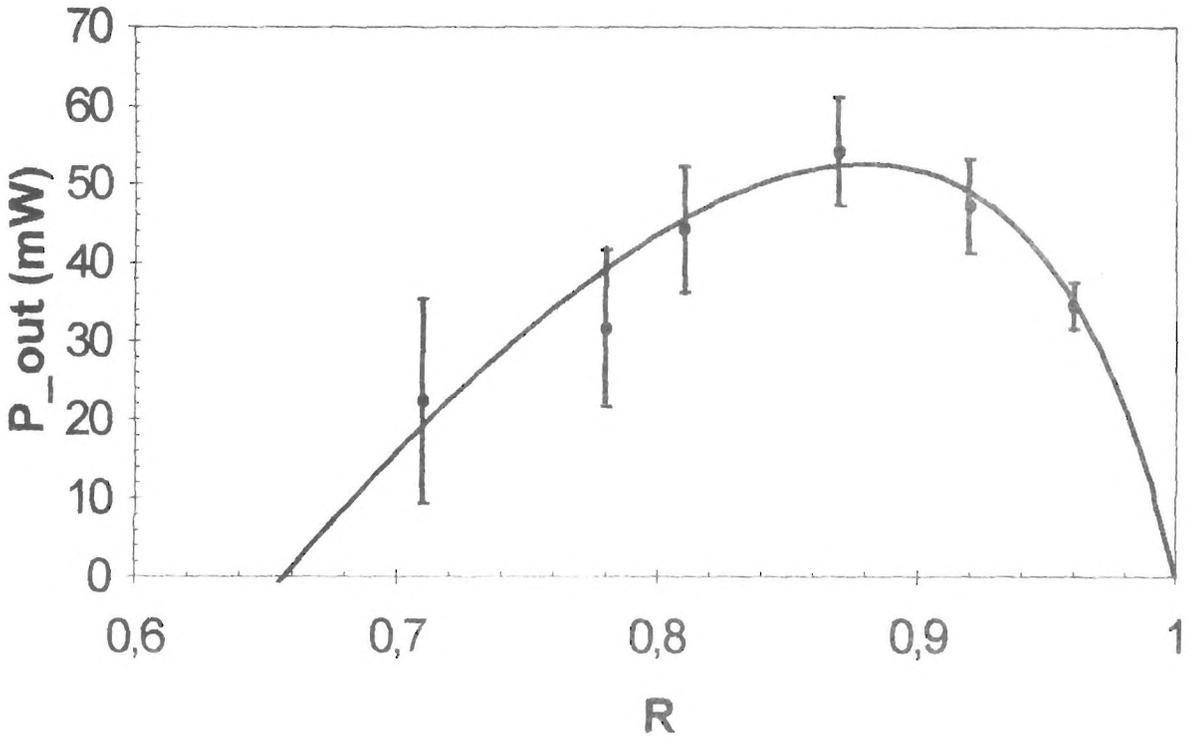


fig. 2) Potência de saída do laser de Nd:YLF bombeado por laser de Ar, como função da refletividade do espelho de saída. A potência do feixe de bombeio é $P_p = 600$ mW.

Cálculo da seção de choque : a seção de choque de emissão estimulada, σ , pode ser calculada a partir da análise do parâmetro K : [2-3]

$$K = \frac{Ah\nu}{2\sigma\tau} = 320 \text{ mW} \Rightarrow \sigma = 1,5(5) \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$$

onde foram considerados os valores: $A \cong \pi \cdot (92\mu\text{m})^2$ para a área do modo, $\tau = 530 \mu\text{s}$ para o tempo de vida do nível laser superior e $h\nu \cong 2 \cdot 10^{-19}$ J para a energia da transição.

Uma análise utilizando um modelo mais detalhado para um laser c.w. com bombeio longitudinal [4], foi realizada. Neste caso, determinou-se um valor $(2 \cdot \Gamma^0) = 0,55(4)$ para o ganho não saturado por duplo-passo, e mesmo valor de perdas encontrado anteriormente. Considerando a expressão abaixo para o **ganho por passo**, Γ^0 , pudemos igualmente determinar um valor para a seção de choque de emissão estimulada:

$$\Gamma^0 = \frac{2 \cdot (\sigma \cdot \tau) \cdot (1 - e^{-\alpha A \cdot \lambda}) \cdot P_p}{(\lambda_0 / \lambda_p) \cdot (h \cdot \nu) \cdot \pi \cdot (w_0^2 + w_p^2)} \Rightarrow \sigma = 1,2(3) \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$$

CONCLUSÕES

O valor encontrado para o ganho logarítmico duplo-passo, $G = 0,52$ (que significa um ganho por passo igual a 1,3), corresponde ao mesmo valor de ganho obtido para um laser de Nd:YAG comercial (Quantronix, modelo 116), em 3000 W de corrente fornecidos para a lâmpada de Kr (ou corrente de 25 A), utilizando-se o mesmo método de medida [2]. As perdas internas por passo corresponderam a $(L/2) = 0,03$. Sabendo-se que o feixe intracavidade sofre duas reflexões no espelho M_3 , por passo, e que cada reflexão no espelho M_3 introduz ~1% de perdas - devido a espalhamento e transmissão residual - temos que a transmissão do cristal de Nd:YLF, em $\lambda \cong 1,05\mu\text{m}$, manteve-se em $T = 0,99(1)$ durante a ação laser, correspondendo ao valor determinado previamente por medida direta. Esse resultado indica que perdas por reabsorção são inexistentes.

A determinação da seção de choque de emissão estimulada, para a transição com $\lambda_0 = 1,047\mu\text{m}$, $\sigma = 1,5(5) \cdot 10^{-19}\text{ cm}^2$, foi baseada em um modelo teórico muito simplificado, que não considera as distribuições espaciais dos feixes de bombeio e emissão. Entretanto, uma análise utilizando um modelamento mais detalhado não levou a uma mudança no valor determinado, que está em acordo com valores previamente reportados. Na literatura são reportadas diversas determinações desta seção de choque, sendo que os valores distribuem-se em: $\sigma = 2,5(9) \cdot 10^{-19}\text{ cm}^2$ [5,6,7,8,9]. Cabe ressaltar que a **determinação por nós realizada se processou no regime de ação laser**, o que não ocorreu nas determinações das referências já citadas. Apesar de já terem sido realizadas determinações de σ analisando-se o limiar de ação laser com relação à potência de bombeio [9], não é de nosso conhecimento a determinação deste parâmetro espectroscópico da maneira descrita neste trabalho.

REFERÊNCIAS

- 1 Maldonado, E.P.; Ranieri, I.M.; Vieira Jr. N.D.; Morato, S.P.; "Laser de Nd:YLF Bombeado Colinearmente por Laser de Argônio" : Resumos estendidos do Grupo de Óptica do XVI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada - SBF (1993)
- 2 Maldonado, E.P.; Nogueira, G.E.C.; Vieira Jr., N.D.; "Determination of the Fundamental Laser Parameters Using an Acousto-Optical Device": IEEE J. Quantum Electron. **29**, 1218 (1993)
- 3 Koechner, W.; "Solid State Laser Engineering": (1988) Springer-Verlag, N.Y.
- 4 Risk, W.P.; "Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses": J.Opt.Soc.Am. B, **5**, no.7, 1412 (1988)
- 5 Shen : Appl. Phys.Lett. **56**, 1937 (1990)
- 6 Pollak : IEEE J.Quant.Electr. **QE-18**, 159 (1982)
- 7 Barnes : IEEE J.Quant.Electr. **QE-26**, 558 (1990)
- 8 Kaminskii : *Laser Crystals*
- 9 Mermilliod, N. et al.: IEEE J.Quant.Electr. **QE-28**, 1179 (1992)

LASER C.W. DE Nd:YAG. CHAVEADO PASSIVAMENTE COM CRISTAIS DE LiF:F₂⁻

W. de Rossi; F. E. da Costa; I. M. Ranieri; N. D. Vieira Jr. e S.P. Morato

Comissão Nacional de Energia Nuclear - IPEN-CNEN/SP,

C.P. 11049, CEP 05422-970 São Paulo-SP

INTRODUÇÃO

O chaveamento passivo de lasers de Neodímio bombeados continuamente tem sido feito quase que exclusivamente por absorvedores saturáveis, compostos por corantes em solventes orgânicos, o que apresenta uma série de desvantagens do ponto de vista prático, devido à degradação destes elementos. Recentemente porém, os centros de cor F₂⁻ em cristais de LiF foram usados com sucesso no chaveamento de lasers pulsados de Neodímio, e isto possibilitou o seu uso também em lasers C.W.. As principais vantagens do chaveamento passivo são: pulsos com duração temporal inferior á obtida com moduladores ativos; simplicidade de operação, e seu baixo custo. Esses cristais apresentam um tempo de vida de operação longo (2 anos).

As desvantagens associadas a lasers chaveados por corantes são o grande "jitter" entre o trigger da lâmpada e a emissão do pulso chaveado; a degradação do corante devido ao ultra violeta emitido pela lâmpada e conseqüentemente a queda da densidade óptica com o tempo. Outro problema sério é a variação do índice de refração do solvente com a intensidade de luz, o que faz surgir um efeito de lente chamado "self-trapping". A absorção residual também é grande, e é devido ao bleaching incompleto ou à absorção de estado excitado.

Os absorvedores de LiF:F₂⁻, por sua vez, apresentam uma série de vantagens em relação aos corantes usados para o chaveamento Q. O seu manuseio é a mais óbvia delas, mas outras vantagens também são significativas. A condutividade térmica do LiF é cerca de cem vezes maior que a dos solventes usados nos corantes, e a variação do índice de refração com a temperatura é também 100 vezes menor no LiF. O índice de refração não linear nos cristais de fluoretos é um dos mais baixos, sendo portanto muito pequeno o efeito da lente térmica formada pelas altas intensidades de luz (autopolarização). A produção de calor crítico no meio para o qual a aberração termo-óptica se torna comparável com o comprimento de onda é mil vezes maior no LiF que no corante ou plásticos absorvedores saturáveis, portanto, este cristal suporta potências médias mil vezes maiores.

Para um absorvedor saturável ser adequado ao chaveamento Q, este deve ter uma secção de choque de absorção σ_a muito maior que a secção de choque σ_e de emissão do laser. No caso do LiF $\sigma_a \sim 25 \sigma_e$. Outra condição importante mas não indispensável é que o filtro deve relaxar lentamente, ou seja, $\omega_p + 1/\tau > T_{1\alpha}$; onde ω_p é a probabilidade de transição do nível fundamental, $1/\tau$ é a probabilidade de transição espontânea do nível laser superior e $T_{1\alpha}$ é o tempo de relaxação do absorvedor saturável. Isto significa que somente em filtros que relaxam lentamente é que se pode ter o maior grau de saturação. Portanto o LiF:F₂⁻ só será completamente transparente em lasers onde ω_p for extremamente alto. No caso de lasers C.W., ω_p é pequeno, o que significa que o pulso chaveado se desenvolve sob condições de altas perdas.

Os Centros F_2^- em LiF:

Sob a ação da radiação ionizante, certos cristais apresentam defeitos pontuais, e confinam elétrons e buracos em sítios da rede. Em cristais de LiF e haletos alcalinos, o defeito com estrutura mais simples é o centro F, o qual consiste de uma vacância aniônica com um elétron capturado. A mobilidade destes centros dá origem à formação de outros defeitos que derivam estruturalmente de dois ou mais centros F. O F_2^- é um destes centros e consiste de um par de centros F com um elétron em excesso. Esta estrutura apresenta uma banda de absorção larga com pico em 960 nm, que contém a banda de emissão dos lasers de neodímio, e emite em uma banda também larga com pico em 1.120 nm. O tempo de decaimento espontâneo varia de 60 a 100 ns dependendo do método de produção dos centros.

Os cristais de LiF: F_2^- usados neste trabalho foram obtidos a partir de cristais crescidos no IPEN e irradiados no reator nuclear IEA-R1 de acordo com um método desenvolvido em outro trabalho [1]. A concentração ideal dos centros F_2^- , e conseqüentemente a absorção óptica, para cada condição do laser é calculada a partir do ganho máximo e das perdas do laser [2].

CONDIÇÕES EXPERIMENTAIS:

O laser utilizado é um laser C.W. de Nd:YAG modelo LXC-03 de nossa fabricação [3], que usa um bastão de Nd:YAG de 4mm x 79mm com potência de bombeio máxima de 4,8 kW. Dois tipos de ressonadores foram utilizados, um plano-plano de 50 cm e um com compensação da lente térmica induzida no bastão [4] de 140 cm. O longo comprimento do segundo ressonador é devido ao raio de curvatura dos espelhos disponíveis.

Os cristais de LiF utilizados são de 1cmx1cm e com comprimentos entre 1cm e 3cm, com faces plano paralelas polidas, porém sem coating antirefletor.

O laser LXC-03 nas melhores condições emite 100 W de potência com bastão de 6,35 x 79mm e 60 W com bastão de 4 x 79mm (13 W para TEM₀₀). Nas condições do experimento (bastão menor, coating danificado, temperatura alta, espelho não ideal), a potência máxima é de 30 W multimodo para o ressonador plano-plano, e de 8 W TEM₀₀ para o ressonador com compensação da lente térmica.

As tabelas abaixo mostram os melhores resultados obtidos para cristais com transmissões diversas, sendo T_0 a transmissão inicial do absorvedor saturável; Δt a largura temporal do pulso; T o intervalo de tempo entre os pulsos; P_p a potência pico; P_m a potência média de saída.

T_0 (%)	Δt (ns)	T (μ s)	P_p (W)	P_m (W)
98	2.000	40	80	4,0
94	750	120	400	2,5
90	210	600	3.140	1,1
86	160	600	1.500	0,4
79	não houve ação laser			

Tabela 1- Características dos pulsos obtidos com o ressonador com compensação de lente térmica e modo TEM₀₀.

Para cada cristal foi utilizada uma série de espelhos com transmissão entre 5 e 20%; somente os melhores resultados são reportados. Não houve variação significativa nos resultados com a mudança da posição do cristal dentro do ressonador.

T_0 (%)	Δt (ns)	T (μ s)	P_p (W)	P_m (W)
98	500	30	1.080	18,0
94	200	60	4.170	13,9
86	180	150	6.000	7,2
82	110	200	16.000	8,8
78	100	320	26.600	8,3
66	não houve ação laser			

Tabela 2- Melhores resultados obtidos com ressonador plano-plano e operação multimodo.

T_0 (%)	Δt (ns)	T (μ s)	P_p (W)	P_m (W)
98	700	50	143	2,0
94	600	50	675	2,7
82	60	500	7.800	0,9
78	80	250	6.250	2,0
66	não houve ação laser			

Tabela 3- Resultados obtidos para o modo TEM_{00} em ressonador plano-plano.

Para os cristais com maior transmissão foi necessário a introdução de uma íris no ressonador; para os mais absorvedores a seleção do modo foi natural.

Os cristais mais densos apresentam poucos ou somente um modo transversal; muitas vezes, dependendo da combinação da potência elétrica com a transmissão do espelho de saída, este modo é o fundamental. Quando isto não acontece, usa-se uma íris dentro do ressonador para a obtenção deste modo.

Uma análise dos resultados mostra que de modo geral o comportamento do chaveamento Q segue o previsto pela teoria; ou seja, um aumento na absorção do cristal reduz a largura temporal dos pulsos, a taxa de repetição e a potência média, mas aumenta a potência pico de cada pulso.

Os cristais mais densos também apresentam pulsos mais estáveis em amplitude, largura temporal e taxa de repetição. A flutuação na amplitude chega a variar menos que 5%. Os cristais com transmissões maiores por sua vez apresentam uma potência média alta, mas com pouca estabilidade e definição espacial.

CONCLUSÕES:

Mostramos que o LiF:F_2^- é uma boa alternativa para o chaveamento Q passivo de lasers de Neodímio com bombeamento contínuo. Potências pico de até 26,6 kW em multimodo e 7,8 kW no TEM_{00} foram obtidas com grande estabilidade espacial e temporal do feixe, o que coloca estes resultados próximos aos obtidos em lasers comerciais chaveados por elementos ativos. Uma série de mudanças no sistema devem levar a resultados ainda melhores. A diminuição do comprimento do ressonador com compensação de lente térmica; a melhoria da qualidade da superfície e da estrutura cristalina dos LiF estão em andamento. Problemas de aquecimento do cristal para potências altas também devem ser resolvidos.

REFERÊNCIAS:

- [1]-W. de Rossi; F. E. Costa; I. M. Ranieri; trabalho em andamento.
- [2]-W. de Rossi; N. D. Vieira Jr.; F. E. Costa; S. L. Baldochi; S. P. Morato; "Optimization of a Color-Center Q-Switched Nd:YLF Laser"; *Advanced Solid-State Lasers*, vol.6, pg. 222-226, (March 1990, Salt Lake City, UT).
- [3]-W. de Rossi; G. E. C. Nogueira; J. R. Berretta; I. M. Ranieri; S. P. Morato; "Laser Contínuo de Nd:YAG de 100 Watts"; *Anais do V Simpósio Estadual de Lasers e Aplicações*, pg.241-243, São Paulo 26 a 28 outubro de 1992.
- [4]-N. U. Wetter; E. P. Maldonado; N. D. Vieira Jr.; "Enhanced Efficiency of a Continuous-Wave Mode-Locked Nd:YAG Laser by Compensation of a Thermally Induced, Polarization-Dependent Bifocal Lens"; *Appl. Optics*, vol.32, N. 27, pg. 5280-5284 (1993).