

Fundamentos de Física de Lasers: Lasers de Neodímio

Prof. Dr. Edison Puig Maldonado

1. Meios laser-ativos	1
2. Os íons de Terras Raras	2
3. Matrizes de estado sólido	3
4. Lasers de neodímio	4
5. Propriedades do Nd:YLF	5
6. Ressonadores ópticos	7
7. Lasers no regime de onda contínua	9
8. Referências	10

1. Meios laser-ativos

Os processos fundamentais para a ação laser são aqueles relacionados às transições ópticas de um meio material, ou seja, a absorção, a emissão espontânea e a emissão estimulada, sendo que este último é o processo responsável pela amplificação óptica (*laser*). Considerando-se um sistema físico com somente dois níveis de energia, de energias ϵ_1 e ϵ_2 (onde $\epsilon_2 > \epsilon_1$), e com populações N_1 e N_2 , respectivamente, a taxa de decaimento da população do nível superior devido à emissão espontânea é: $(dN_2/dt)_E = -N_2/\tau_f$, onde τ_f é o tempo de vida para a emissão espontânea, ou fluorescente. A emissão estimulada e a absorção são processos forçados pelo campo eletromagnético (e.m.) de frequência $\nu_0 = (\epsilon_2 - \epsilon_1) / h$, onde h é a constante de Plank. As taxas de ocorrência destas transições são dadas por: $(dN_2/dt)_S = -\sigma_{21} \cdot F \cdot N_2$, $(dN_1/dt)_A = -\sigma_{12} \cdot F \cdot N_1$, onde σ_{21} e σ_{12} são as seções de choque de emissão estimulada e absorção respectivamente, e onde F é o fluxo de fótons da onda e.m. incidente.

Se os níveis de energia envolvidos na transição possuem a mesma degenerescência, temos $\sigma_{21} = \sigma_{12}$. Sendo a absorção e a emissão estimulada processos que competem na interação com o campo e.m., para que a amplificação ocorra é necessário que $N_2 > N_1$. A variação do fluxo de fótons é dada por: $dF = \sigma_{21} \cdot F \cdot (n_2 - n_1) \cdot dz$, onde $n_{1,2}$ são as populações por unidade de volume. No equilíbrio térmico, as populações dos níveis de energia são descritas pela estatística de Boltzmann: $n_2 / n_1 = \exp[-(E_2 - E_1) / kT]$, onde k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura absoluta do material. Assim, no caso de equilíbrio térmico, $n_2 < n_1$, e todos os materiais agem como absorvedores. Entretanto, se uma condição de não-equilíbrio tal que $n_2 > n_1$ é atingida, diz-se que existe uma inversão de população, e o material é então chamado *meio ativo*.

Com o uso de apenas dois níveis é impossível produzir uma inversão de população (pelo menos estacionária). Assim, os esquemas laser usualmente utilizados são esquemas de *três-níveis* ou de *quatro-níveis*, que utilizam o número correspondente de níveis do conjunto de infinitos níveis de energia de um determinado sistema físico (usualmente atômico). Tais esquemas são mostrados na figura 1, e na verdade representam situações-limite de esquemas de níveis reais.

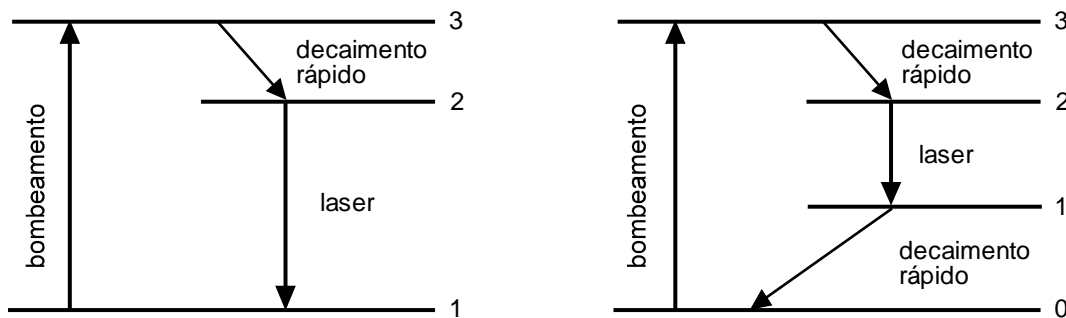


figura 1: Esquemas laser de três-níveis e de quatro-níveis.

O comportamento em frequência da transição laser (ao redor de ν_0) depende do tipo de mecanismo de alargamento predominante. Um mecanismo de alargamento é dito *homogêneo* quando a linha (espectro da transição) de cada átomo individual é alargada da mesma maneira. O sistema se comporta portanto de maneira idêntica, ou homogênea. Inversamente, um mecanismo é dito *inhomogêneo* quando leva a uma distribuição das frequências de ressonância atômicas sobre uma faixa de frequências, e portanto resulta em uma linha alargada para o sistema, mas sem o alargamento da linha individual dos átomos. O alargamento homogêneo é normalmente devido ao alargamento natural (ou quântico), e à interação com fônons ou colisões, sendo usualmente representado por uma curva

Lorentziana. O inhomogêneo é normalmente devido a diferentes campos locais (não homogêneos), em sólidos, e ao desvio Doppler, em gases, sendo usualmente representado por uma *Gaussiana*.

2. Os íons de Terras Raras

Os cristais dopados com íons de Terras Raras são os materiais mais usados como meios ativos em lasers de estado sólido. Suas propriedades ópticas e físicas permitem a construção de lasers de alta potência e com linhas de emissão finas. O comprimento de onda de emissão varia conforme o dopante (e de maneira mais sutil conforme o hospedeiro), como mostrado na figura 2.

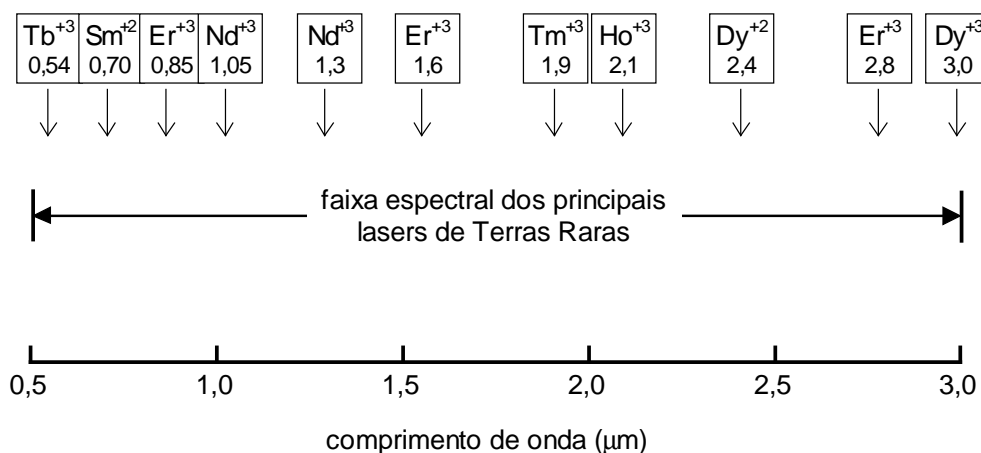


figura 2: Faixa espectral e comprimentos de onda aproximados dos principais lasers de Terras Raras

Estas características destes materiais fazem com que estes lasers sejam importantes em várias aplicações, tais como, no uso em laboratórios de pesquisa (espectroscopia óptica, óptica não-linear, interação laser-plasma, etc.), nas diversas aplicações da holografia, na pesquisa da geração de energia por fusão nuclear por confinamento inercial, no processamento de materiais (corte, solda, furação, etc.), na área de comunicações (óptica integrada, transmissão de dados em altas taxas, sistemas de comunicações por satélite, etc.), em diversas aplicações médicas (diagnósticos, terapias, cirurgias, etc.), e em aplicações militares (mira, telemetria, etc.).

Os Terras Raras situam-se, na tabela periódica, entre os elementos Lantânio e Háfnio, sendo assim também chamados de Lantanídeos. Esses elementos são quatorze e suas configurações atômicas são caracterizadas por camadas $4f$ parcialmente preenchidas. Este fato leva a uma grande variedade de efeitos magnéticos (de maneira similar aos metais de transição, onde as camadas d são parcialmente preenchidas), o que também permite diversas aplicações. A configuração atômica típica dos Terras Raras é: $[Xe]4f^n 5d^{(1 \text{ ou } 0)} 6s^2$, com n de 1 a 14. Sob a forma iônica, são comuns como trivalentes, mas também são encontrados como bivalentes e monovalentes.

O preenchimento incompleto dos níveis $4f$ causa um aumento da carga nuclear efetiva, levando (como forma de compensação) à contração da camada $4f$, que irá situar-se internamente aos níveis $5s^2 5p^6$ da estrutura do Xe. Desta forma, os níveis $5s^2 5p^6$ atuam como “cascas”, que blindam os níveis $4f$ do átomo às perturbações externas. Nos compostos de Terras Raras trivalentes, os níveis $4f$ situam-se pelo menos 5eV abaixo do topo da banda de valência, o que faz com que sejam níveis bem definidos, apresentando larguras próximas às de um estado atômico. Apesar dessa blindagem, a rede tem papel determinante nas probabilidades de transição entre estes níveis. Devido à paridade dos níveis envolvidos,

estas transições são na sua maioria *proibidas* por dipolo elétrico. A fraca perturbação que o campo cristalino introduz nos níveis de energia, via efeito *Stark*, é que leva a probabilidades de transição não-nulas (mas pequenas). Assim, é importante que o sítio do íon dopante na rede não tenha simetria de inversão.

3. Matrizes de estado sólido

Os materiais hospedeiros (ou matrizes) de estado sólido podem ser agrupados, de maneira geral, entre sólidos cristalinos e vidros. O hospedeiro deve ter boas propriedades ópticas, mecânicas e térmicas, para suportar as condições extremas de sistemas laser práticos. Propriedades desejáveis incluem dureza, inércia química, ausência de *stress* interno e de variação do índice de refração, resistência à formação de centros de cor induzida por radiação, e facilidade de fabricação. Muitas interações entre a matriz hospedeira e o íon-impureza restringem ainda mais o número de combinações úteis de materiais. Isso inclui disparidade de tamanhos dos íons, valências, e propriedades espectroscópicas. O cristal deve possuir sítios da rede que possam aceitar os íons dopantes, tais que os campos cristalinos locais tenham simetria e intensidade necessárias para induzir as propriedades espectroscópicas necessárias. Em geral, os íons candidatos a *centros laser-ativos*, após serem inseridos em um hospedeiro, devem possuir uma transição radiativa útil para ação laser, com tempo de vida alto e seção de choque tal que, com a densidade de espécies laser ativos disponível, leve a um ganho significativo. Preferencialmente, os materiais devem permitir altas densidades de dopante e dimensões úteis finais adequadas para uso como meio de ganho.

Vidros: Os vidros constituem uma classe importante de materiais hospedeiros para íons de Terras Raras, particularmente Nd^{3+} , pois possuem a vantagem prática (comparados com sólidos cristalinos) da sua capacidade de atingir tamanhos grandes, o que é fundamental para aplicações de alta energia, enquanto mantendo qualidade óptica excelente. Os íons-laser inseridos no vidro geralmente apresentam uma emissão fluorescente mais larga do que quando inseridos em cristais como resultado da ausência de uma vizinhança cristalina única e bem definida ao redor do íon. Assim, estes lasers apresentam um *limiar de operação* mais alto do que as suas contrapartidas cristalinas*. Além disso, os vidros têm condutividade térmica muito menor que os hospedeiros cristalinos, o que leva a efeitos intensos de lente térmica, birrefringência termicamente induzida e distorção óptica, quando operados em níveis altos de potência média.

Cristais: Hospedeiros cristalinos geralmente oferecem como vantagens sobre vidros os valores maiores de condutividade térmica, larguras de linha de fluorescência mais estreitas (limiares mais baixos), e, em alguns casos, maior dureza. Entretanto, a qualidade óptica e a homogeneidade da dopagem são freqüentemente piores, e as linhas de absorção são geralmente igualmente mais estreitas.

* *Limiar de operação*: intensidade mínima de bombeamento requerida para o início da oscilação laser. Os meios laser vítreos apresentam menores valores de população invertida disponível para uma frequência única do que os meios cristalinos, considerando o mesmo nível de bombeamento. Isto se deve à natureza inomogênea do alargamento da transição laser nestes materiais.

Os principais materiais hospedeiros cristalinos para íons de terras raras dividem-se em cinco categorias:

1. **Óxidos:**

Safira (Al_2O_3), Granadas (p.ex.: $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ou YAG, $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ou GGG, $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Al}_3\text{O}_{12}$ ou GSGG), Aluminatos (p.ex.: YAIO_3 ou YAP), e Oxisulfetos (p.ex.: $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$ ou LOS)

2. **Fluoretos:**

(p.ex.: YLiF_4 ou YLF, GdLiF_4 ou GLF, e CaF_2)

3. **Fosfatos e Silicatos:**

(p.ex.: fluor-apatita: $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ ou FAP, e silicato de oxi-apatita: CaLaSOAP)

4. **Tungstatos, Molibdatos, Vanadatos e Berilatos:**

(p.ex.: CaWO_4 , CaMoO_4 , YVO_4 , e $\text{La}_2\text{Be}_2\text{O}_5$ ou BEL)

5. **Cerâmicas**

Dentre estes cristais, o fluoreto de lítio e ítrio (LiYF_4 ou YLF), dopado com íons de Terras Raras, destaca-se como meio laser ativo. Uma característica importante deste cristal é o fato de apresentar baixos coeficientes foto-térmicos. O YLF apresentou atividade laser com dopantes tais como Ce^{3+} , Pr^{3+} , Nd^{3+} , Tb^{3+} , Ho^{3+} , Er^{3+} e Tm^{3+} , com comprimentos de onda de emissão entre $0,32\ \mu\text{m}$ (Ce^{3+}) e $3,9\ \mu\text{m}$ (Ho^{3+}). O neodímio é seu principal dopante, usualmente em concentrações inferiores a 2 mol %.

4. Lasers de neodímio

Nd^{3+} foi o primeiro dos íons trivalentes de Terras Raras a ser usado em um laser, e permanece largamente como o mais importante elemento nesse grupo. Emissão estimulada foi obtida com esse íon incorporado em pelo menos 40 diferentes materiais, sendo que suas principais transições são descritas por um sistema de quatro-níveis ideal. Além disso, os níveis de potência obtidos com esses lasers são mais altos do que com qualquer outro material de quatro-níveis. Do grande número de materiais cristalinos dopados com neodímio, destacam-se dois principais: Nd:YAG, de estrutura cúbica, sendo o mais antigo e comumente usado, por causa de sua boa qualidade óptica, alta condutividade térmica e dureza. Nd:YLF, por causa da sua alta birrefringência natural, que subjuga efeitos de birrefringência termicamente induzida (que são, por sua vez, menos intensos no YLF do que no YAG), eliminando os problemas de depolarização e focalização térmica, que ocorrem em matrizes isotrópicas como o YAG.¹ Este material possui também uma alta condutividade térmica (relativamente às outras matrizes). A seção de choque de emissão estimulada do Nd:YLF é um fator 2 (aprox.) menor que a do Nd:YAG. Entretanto, o seu tempo de vida do nível laser superior é também um fator 2 (aprox.) maior. Devido a estas características espectroscópicas, o Nd:YLF tem uma capacidade de armazenamento de energia muito maior que o Nd:YAG.* Uma das emissões do Nd:YLF, em $\lambda = 1,053\ \mu\text{m}$, casa muito bem com o pico do ganho de lasers de Nd em vidros fosfatos e fluorfosfatos, sendo assim o Nd:YLF utilizado como oscilador principal em sistemas amplificadores usando esses vidros. A largura de linha homogênea do Nd:YLF

* O maior valor do tempo de decaimento permite uma maior inversão de população estacionária (para um mesmo nível de bombeamento) e a menor seção de choque de emissão leva a valores menores para a taxa de decaimento por emissão óptica estimulada. Assim, o meio ativo tem mais energia armazenada (população invertida) durante a ação laser. Em regimes transientes, como o regime de *bombeamento pulsado* ou o regime de *chaveamento-Q*, por exemplo, esta maior energia armazenada pode ser convertida em pulsos ópticos mais intensos.

(1 mol % de dopagem e a 300 K) é de 12 cm^{-1} (360 GHz ou 1,3 nm), enquanto a do Nd:YAG é de 4 cm^{-1} (120 GHz ou 0,44 nm). Assim, com uma largura espectral de emissão 3 vezes maior, o Nd:YLF é bastante mais adequado que o Nd:YAG para a geração de pulsos ultracurtos. De um ponto de vista mais geral, entretanto, podemos afirmar que as diferenças entre estes dois sistemas não os tornam muito diferentes perante uma análise geral de propriedades, consistindo assim em sistemas semelhantes.

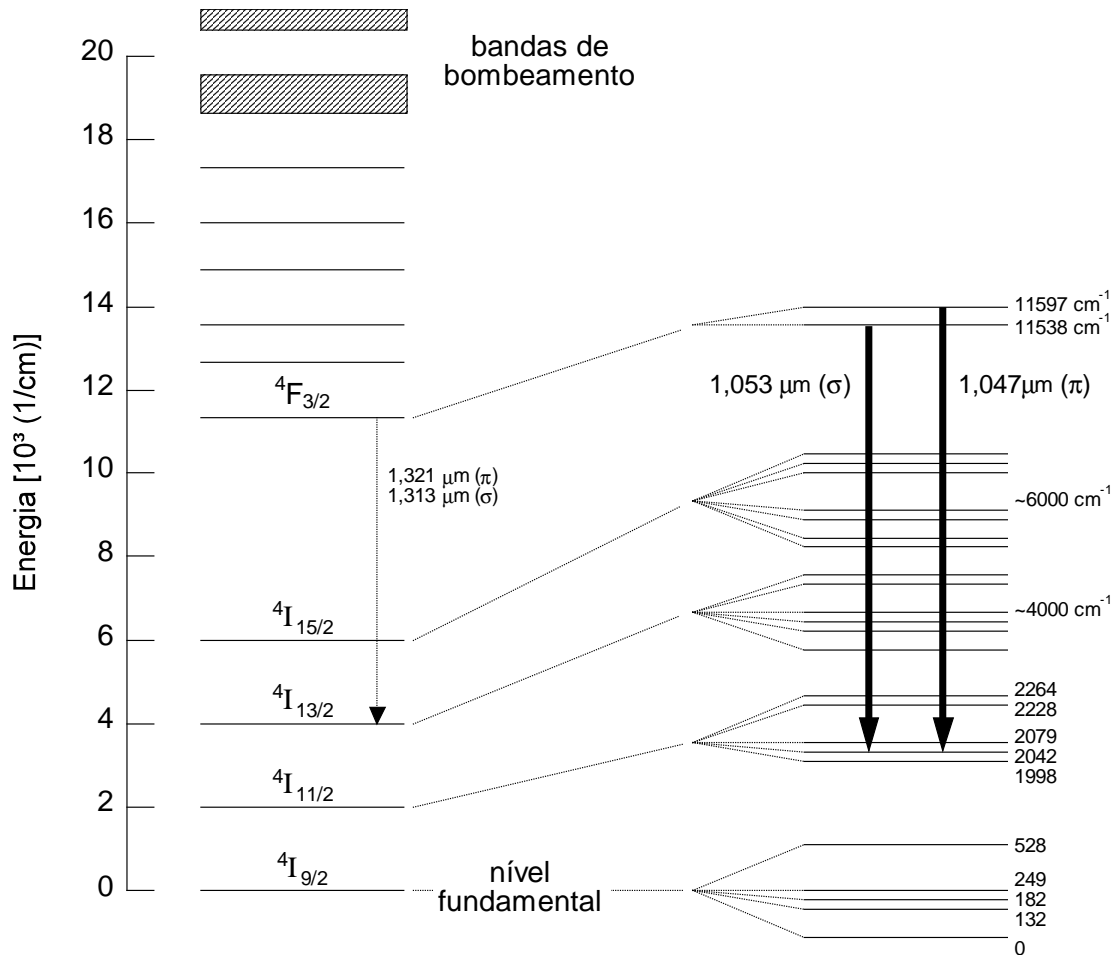


figura 3: Diagrama de níveis de energia simplificado do Nd:YLF

5. Propriedades do Nd:YLF

O YLF tem estrutura do tipo “Scheelita” (simetria C_{4h}^6), com o dopante ocupando substitucionalmente a posição do ítrio (Y^{3+}), que tem simetria local S_4 (e portanto não tem simetria de inversão, levando à mistura de componentes, e permitindo assim a transição óptica). Seus parâmetros de rede são $a=5,17 \text{ \AA}$ e $c=10,741 \text{ \AA}$, sendo portanto um cristal birrefringente uniaxial. As principais emissões do Nd:YLF são polarizadas, originárias da separação Stark do nível superior $4F_{3/2}$, e estão esquematizadas na figura 3.

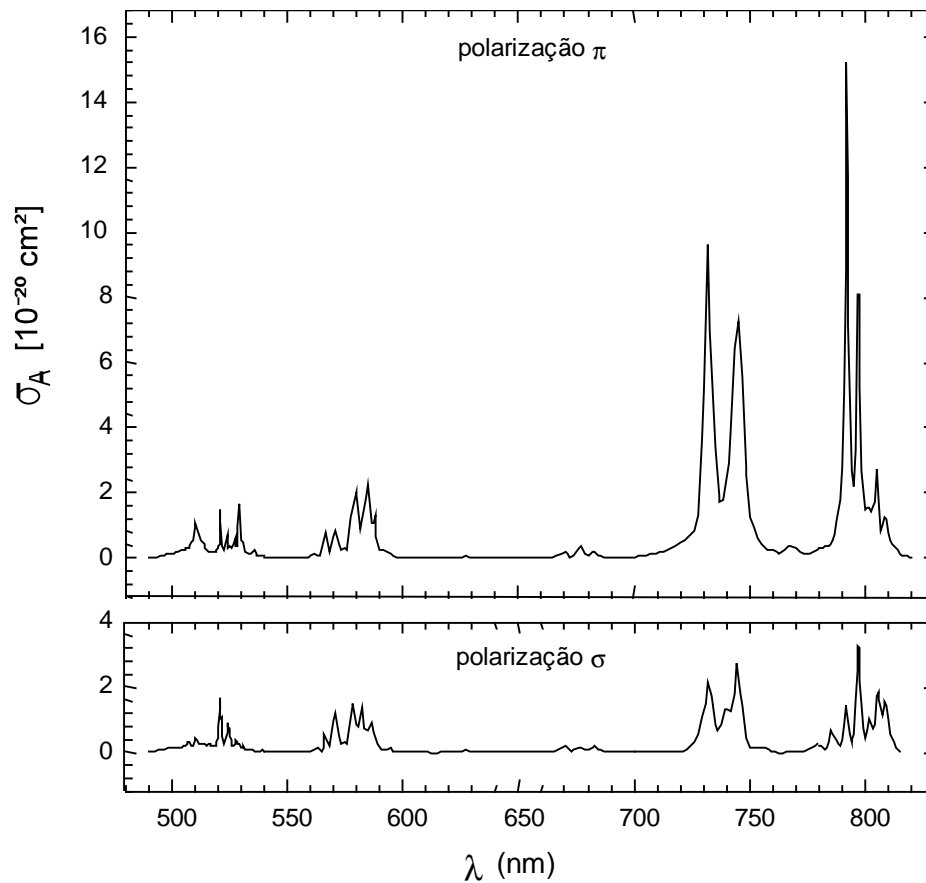


figura 4: Seção de choque de absorção (medida) do cristal de Nd:YLF, na região de 490-820 nm, para as polarizações π e σ , com maior resolução para 490-540 e 780-820 nm.

A polarização paralela ao eixo c cristalino (eixo óptico) é denominada π ; a polarização ortogonal ao eixo c , é denominada σ . O espectro de absorção do Nd:YLF na região do visível e infra-vermelho próximo, para cada polarização e com destaque para as regiões de 490-540 nm e 780-820 nm, é mostrado na figura 4. O Nd:YLF tem índices de refração $n_o=1,448$ e $n_e=1,470$. A seção de choque de emissão estimulada para a transição laser ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ é $\sigma_e \approx 2,5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ (os valores para cada polarização foram determinados experimentalmente e serão mostrados posteriormente neste trabalho). O tempo de vida do nível laser superior é $\tau_2 \cong 570 \mu\text{s}$, para baixíssimas concentrações de Nd^{3+} , e decresce aproximadamente linearmente com o aumento desta concentração,² como mostrado na figura 5. Fora das regiões espectrais que apresentam ressonâncias, o índice de refração não-linear de segunda ordem do YLF é: $n_{2(\text{YLF})} \cong 6 \cdot 10^{-14} \text{ esu}$ ($1,7 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$). Este valor corresponde a um quinto do índice não-linear do YAG ($n_{2(\text{YAG})} \cong 3 \cdot 10^{-13} \text{ esu}$ ou $6,5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$) e aproximadamente metade do da safira ($n_{2(\text{Al}_2\text{O}_3)} \cong 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ esu}$ ou $3 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$).

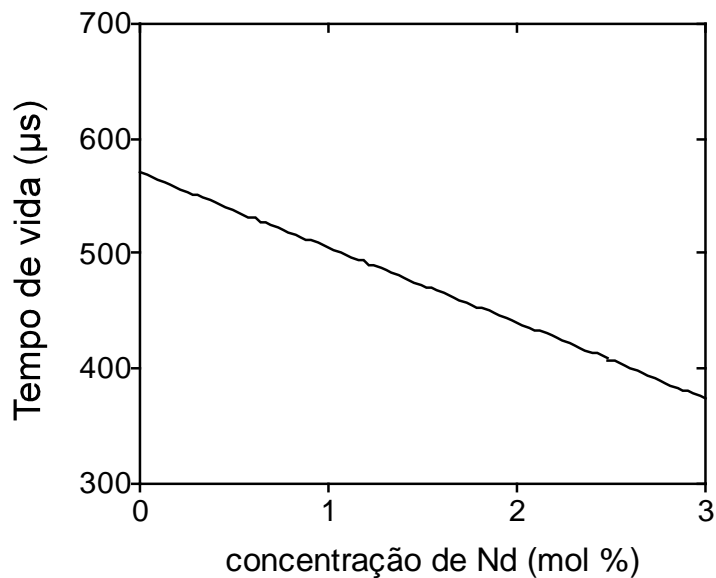


figura 5: Variação do tempo de vida fluorescente do nível ${}^4F_{3/2}$ como função da concentração de Nd^{3+} , para o cristal de Nd:YLF, a 77 K.

6. Ressonadores ópticos

A análise de ressonadores ópticos como o esquematizado na

figura 6 é normalmente realizada utilizando-se uma aproximação escalar para o campo e.m. e a integral de difração de Fresnel-Kirchhoff.³ Dessa maneira, obtém-se um conjunto de soluções para a amplitude do campo eletro-magnético intracavidade (modos do ressonador), $E(r)$, na forma do produto de uma função Gaussiana (radial) com polinômios de Hermite (para cada direção transversal) e fatores de fase longitudinal e transversal:

$$E_{m,p}(x,y,z)=[w_0/w(z)].H_m[x\sqrt{2}/w(z)].H_p[y\sqrt{2}/w(z)].\exp\{-r^2/w^2(z)\}.\exp\{-i[kz-(1+m+p).\phi(z)]\}.\exp\{-ikr^2/2R(z)\}$$

onde $\phi(z)=\tan^{-1}(2z/\ell')$, $w(z)$ é o raio (1/e) do modo e $R(z)$ é o raio de curvatura da frente de onda, dados por:

$$w(z)=w_0[1+(\lambda z/\pi w_0^2)^2]^{1/2} \tag{1}$$

$$R(z)=z[1+(\pi w_0^2/\lambda z)^2] \tag{2}$$

onde w_0 é o raio mínimo (ou cintura) do modo.

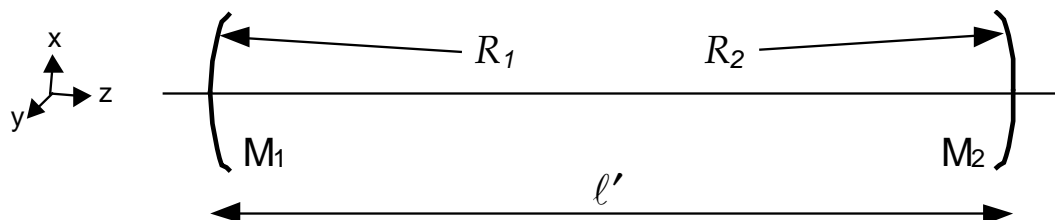


figura 6: Ressonador óptico formado por dois espelhos esféricos, M_1 e M_2 .

Definindo-se o parâmetro complexo q , tal que: $(1/q) = (1/R) - i(\lambda/\pi w^2)$, a dependência transversal da solução fundamental (também denominada por modo TEM_{00}), $E_{0,0}(x,y,z)$, é dada por: $E_t = \exp[-i$

$(kr^2/2q)$ (esta distribuição de campo óptico é conhecida como *feixe Gaussiano*, e, sob esta notação, tem a mesma forma de uma onda esférica com raio de curvatura dado por q). O parâmetro q provê uma maneira conveniente de descrever a propagação de um feixe Gaussiano $(E_{0,0})$ através de um sistema óptico descrito por uma matriz ABCD (formulação matricial da óptica geométrica). Se q_1 é o parâmetro de entrada no sistema, o parâmetro q_2 , na saída, é dado por:⁴ $q_2 = (Aq_1+B)/(Cq_1+D)$.

O feixe contido no ressonador da

figura 6 propaga-se repetidas vezes nesse sistema. Assim, para que o feixe óptico se auto-reproduza após n passos, a matriz ABCD do sistema, elevada à n -ésima potência, não deve divergir para n crescente. Do cálculo matricial, pode-se mostrar que essa condição corresponde a:

$$0 < g_1 g_2 < 1 \tag{3}$$

onde: $g_1 = (1 - \ell'/R_1)$ e $g_2 = (1 - \ell'/R_2)$ (4)

A posição da cintura do modo fundamental, relativa a um dos espelhos, por ex. z_1 , e o tamanho dessa cintura, w_0 , podem ser calculados pelo mesmo formalismo matricial, considerando que o raio de curvatura do feixe na posição dos espelhos seja exatamente igual ao raio de curvatura do espelho. Assim, temos: $z_1 = \ell' \cdot [g_2 \cdot (1 - g_1) / (g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)]$ e $w_0 = (\lambda \cdot \ell' / \pi)^{1/2} \cdot [g_1 g_2 \cdot (1 - g_1 g_2) / (g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)]^{1/4}$.

Ao se inserir outros elementos ópticos no ressonador (meio laser ativo, moduladores, meios não-lineares, etc), procura-se minimizar as perdas espúrias introduzidas por esses elementos, tais como absorções, espalhamentos e reflexões. Para evitar as perdas por reflexão, usualmente os meios são inseridos com faces no ângulo de Brewster.⁵ Isso introduz um astigmatismo no feixe óptico, tal que a sua propagação nos planos tangencial (ou plano de Brewster - iremos denotar por x) e sagital (y) têm que ser consideradas separadamente. Se o meio tem comprimento ℓ , medido ao longo do caminho óptico e já considerando o caso de incidência no ângulo de Brewster, passa a ter comprimento $\ell_x = \ell / n^2$ e $\ell_y = \ell$, onde n é o índice de refração do meio ativo. Usualmente, quando o ressonador é formado por mais que dois espelhos, ou contém lentes, costuma-se inclinar alguns elementos ópticos para compensar este astigmatismo.⁶ Por exemplo, considere-se um ressonador formado por três espelhos, onde o espelho intermediário tem curvatura não-nula e portanto comporta-se como uma lente de foco $f = R/2$. Por estar inclinado de um ângulo 2θ entre os ramos do ressonador, o espelho curvo introduz um astigmatismo, sendo seu foco dado por $f_x = f \cdot \cos\theta$ e $f_y = f / \cos\theta$. O astigmatismo proveniente do meio no ângulo de Brewster e do espelho inclinado desloca a posição das regiões de estabilidade (expressão (3)) nos planos tangencial e sagital. Portanto, esse ressonador pode ser analisado como sendo *dois ressonadores* (em planos perpendiculares). Para se obter uma sobreposição entre essas duas regiões de estabilidade, utiliza-se o astigmatismo do espelho para compensar aquele do meio em ângulo de Brewster. Nesse caso, a condição de compensação é dada por:⁷

$$(\ell / n^3) (n^2 - 1) = f \cdot \text{sen}\theta \text{tg}\theta \tag{5}$$

Para o caso geral, as frequências de ressonância do sistema, ou *modos longitudinais*, podem ser obtidas a partir do fator de fase longitudinal do ressonador, discutido anteriormente, de onde se obtém a expressão: $\nu_{nmp} = [c / (2 \cdot \ell')] \cdot [n + (1+m+p) \cdot (\cos^{-1}(g_1 g_2)^{1/2} / \pi)]$.

7. Lasers no regime de onda contínua

Um sistema composto por um ressonador óptico contendo um meio ativo constitui um *oscilador laser*, ou *cavidade ativa*, esquematizada na figura 7. Tal sistema é dito no regime de onda contínua (c.w.) quando seus parâmetros de operação, tais como: taxa de bombeamento, populações do meio ativo, parâmetros do ressonador, intensidade do campo intracavidade, etc., não possuem qualquer dependência temporal. Para meios ativos com alargamento puramente homogêneo, espera-se que o laser opere em apenas uma frequência, na sua configuração mais simples. A equação de taxa da população do nível laser superior, para um sistema de quatro níveis ideal (tal que a população do nível laser inferior (n_1) é desprezível) é dada por:

$$\frac{dn_2}{dt} = W_P \cdot (n_{tot} - n_2) - \frac{n_2}{\tau_2} - n_2 \cdot \sigma_{21} \cdot I / (h \cdot \nu) \quad (6)$$

onde W_P é a taxa efetiva de bombeamento, τ_2 é o tempo total de vida do nível 2, n_{tot} é a concentração total de centros ativos e I é a intensidade do feixe óptico de frequência ν , ressonante com a transição 2→1. No regime de onda contínua, temos $dn_2/dt=0$. Assim, a densidade de população estacionária no nível laser superior é dada por:

$$n_2 = n_2^0 / (1 + I / I_S) \quad (7)$$

onde $n_2^0 \equiv n_{tot} \cdot W_P \cdot \tau_2$ (8)

é a densidade de população não saturada (considerou-se $W_P \ll \tau_2^{-1}$), e I_S é a intensidade de saturação, dada por: $I_S \equiv (h\nu) / (\sigma_{21} \tau_2)$. O ganho óptico por unidade de comprimento é dado por:

$$\gamma = \sigma_{21} \cdot n_2 \quad (9)$$

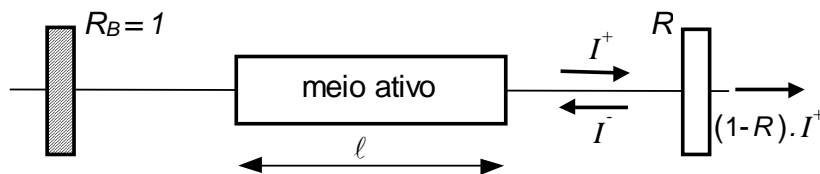


figura 7: Oscilador laser. R e R_B são as refletividades dos espelhos.

Para o regime estacionário, a intensidade não deve se alterar após uma volta completa no ressonador, considerando: duplo passo pelo meio de ganho de comprimento ℓ , perdas totais da cavidade, L , e reflexão pelo espelho de saída, de refletividade R . Assumindo que a saturação do ganho é aproximadamente constante com z (limite para $R \approx 1$ e $L \approx 0$), ou seja $I^+ \equiv I^- \equiv I$, temos:

$$(2\ell\gamma^0) / (1 + 2I / I_S) = L - \ln(R) \quad (10)$$

onde utilizou-se $2I$ no denominador, devido à saturação do ganho ser dependente da intensidade total estacionária (rigorosamente: $|\mathbf{E}^+(z) + \mathbf{E}^-(z)|^2$). A potência do feixe de saída é obtida por $(1-R) \cdot I \cdot A$, onde A é a área transversal média do feixe na região do meio ativo. Resolvendo a expressão anterior para I , temos:

$$P_{out} = A \frac{I_S}{2} (1-R) \left[\frac{2\ell\gamma^0}{L - \ln(R)} - 1 \right] \quad (11)$$

8. Referências

- ¹ N.U.Wetter, E.P.Maldonado and N.D.Vieira Jr., "Enhanced efficiency of a c.w. mode-locked Nd:YAG laser by compensation of the thermally induced, polarization dependent bifocal lens", *Applied Optics*, vol.**32**, p.5280 (1993).
- ² A.L.Harmer, A.Linz and D.R.Gabbe, "Fluorescence of Nd³⁺ in lithium yttrium fluoride"; *J.Phys.Chem.Solids*, vol.**30**, p.1483 (1969)
- ³ O.Svelto, "*Principles of Lasers*", (1989) Plenum Press, N.Y.
- ⁴ H.W.Koegelnik, "Imaging of optical modes - resonators with internal lenses", *Bell Syst.Tech.J.*, vol.**44**, p.455 (1965)
- ⁵ G.R.Fowles, "*Introduction to Modern Optics*", (1975) Holt, Rinehart and Winston, Inc., N.Y.
- ⁶ H.W.Kogelnik, E.P.Ippen, A.Dienes, C.V.Shank, "Astigmatically Compensated Cavities for CW Dye Lasers", *IEEE J.Quant.Electr.*, vol.**8**, p.373 (1972)
- ⁷ T.Brabec, P.F.Curley, Ch.Spielmann, E.Wintner and A.J.Schmidt, "Hard-aperture Kerr-lens mode locking", *J.Opt.Soc.Am.B*, vol.**10**, p.1029 (1993)