

CNEN/SP

**ipen** Instituto de Pesquisas  
Energéticas e Nucleares

AUTARQUIA ASSOCIADA A UNIVERSIDADE  
DE SÃO PAULO

# **ESTUDO DOS MECANISMOS DE GERAÇÃO DE PULSOS ULTRACURTOS EM LASERS DE NEODÍMIO COM BOMBEAMENTO CONTÍNUO LONGITUDINAL**

**EDISON PUIG MALDONADO**

Tese apresentada como parte dos  
requisitos para obtenção do Grau de  
Doutor em Ciências na Área de  
Tecnologia Nuclear.

Orientador:  
Dr. Nilson Dias Vieira Junior

**São Paulo  
1995**



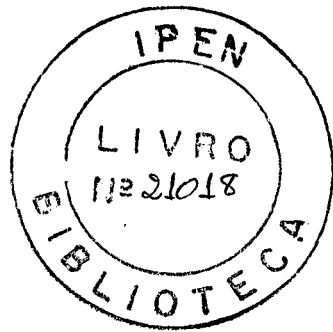
CNEN / SP

**ipen** Instituto de Pesquisas  
Energéticas e Nucleares

Autarquia associada à Universidade de São Paulo

**Estudo dos mecanismos de geração de pulsos ultracurtos em lasers de neodímio com bombeamento contínuo longitudinal**

**EDISON PUIG MALDONADO**



Tese apresentada como parte dos requisitos para obtenção do grau de Doutor em Ciências na Área de Concentração em Tecnologia Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Nilson Dias Vieira Junior

São Paulo

1995

Impresso em 06/02/96

## ***COMISSÃO JULGADORA***

Prof. Dr. Nilson Dias Vieira Junior (Orientador)	IPEN
Prof. Dr. Spero Penha Morato	IPEN
Prof. Dr. Carlos Henrique de Brito Cruz	UNICAMP
Prof. Dr. Carlos Schwab	IEAV-CTA
Prof. Dr. Sergio Carlos Zílio	IFQSC/USP

## AGRADECIMENTOS

*Agradeço, especialmente, ao Prof. Dr. Nilson Dias Vieira Junior pelo incentivo, apoio, amizade e orientação durante os últimos 9 anos, desde a Iniciação Científica, passando pelo Mestrado e Doutorado.*

*A Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), por me propiciar a execução deste trabalho, tanto no aspecto pessoal, na forma de uma bolsa de Doutorado, como também no aspecto técnico, na forma de um financiamento do projeto de pesquisa.*

*Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, IPEN-CNEN/SP, por possibilitar a execução deste trabalho em seus laboratórios, assim como fornecer toda a infra-estrutura de pós-graduação necessária para um Doutorado.*

*Ao Prof. Dr. Spero Penha Morato, superintendente do IPEN durante a maior parte do período de execução deste trabalho, mas também por me receber nesta Instituição e pelo apoio e amizade ao longo destes anos.*

*Ao Dr. Nésé Eduardo Calvo Nogueira, pela ajuda constante, especialmente relativo a dispositivos acusto-ópticos.*

*Ao Dr. Niklaus Ursus Wetter, pelo apoio, especialmente relativo às medidas de autocorrelação e ao controle de dispersão.*

*A Ms. Izilda Márcia Ranieri, pelo apoio, e especialmente pelo fornecimento dos cristais laser ativos.*

*Ao Dr. Erich P. Ippen, pelo gentil fornecimento de uma amostra de SF57, o que possibilitou o experimento de acoplamento de modos por lente Kerr.*

*Ao Prof. Dr. Carlos H. de Brito Cruz, pela ajuda sempre disponível.*

*Ao Dr. Wagner de Rossi, pelo auxílio na preparação de amostras e nas montagens experimentais.*

*A Dra. Lilia C. Couriol, pelo auxílio na medida de espectros.*

*Aos Doutores Laércio Gomes, Martha M. F. Vieira, Armando Mirage, Diva Alasser Leme, Sonia Baldocchi, e Denise Lezell, pela ajuda sempre pronta em todos os momentos.*

*Ao Ms. José R. Benetta, à Ms. Lúcia Prado, e aos técnicos José Tort Vidal, Solange E. Mitani, Marco A. Andrade, Paulo C. Silva e Equiberto Salego.*

*A Dra. Evely Martins, pela amizade e auxílio em todos os momentos.*

*A colega Ms. Andrea N. P. Bustamante, pela amizade e ajuda.*

*Aos colegas Dr. Marcos Duarte, Ms. Gregório P. Peiro*

*Aos colegas Anderson, Ricardo, Luiz, Ana, e às secretárias Suely e Etza.*

*Ao amigo Luiz C. C. Cavalho, pela ajuda pessoal.*

*A minha mãe, Dalva, e ao meu pai, Antonio, aos quais eu dedico este trabalho e agradeço de maneira especial.*

*A Física seria insípida e a vida em geral insatisfatória se todos os fenômenos físicos ao redor de nós fossem lineares. Afortunadamente, vivemos em um mundo não-linear. Enquanto a linearização embeleza a Física, a não-linearidade provê a excitação.*

Y.R. Shen

# ESTUDO DOS MECANISMOS DE GERAÇÃO DE PULSOS ULTRACURTOS EM LASERS DE NEODÍMIO COM BOMBEAMENTO CONTÍNUO LONGITUDINAL

*Edison Puig Maldonado*

## **RESUMO**

*Neste trabalho, estudamos as características de lasers sob bombeamento contínuo longitudinal, tanto no regime puramente contínuo como em diversos regimes de acoplamento de modos. Em particular, estudou-se a influência da taxa de bombeamento nas características desses regimes. Desenvolvemos um método para cálculo de configurações ótimas, tanto dos ressonadores ópticos como do meio de ganho, para máxima extração de potência. Demonstramos a operação eficiente de um laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio, e a caracterização da operação deste laser permitiu a obtenção precisa da seção de choque de emissão estimulada do Nd:YLF, in situ. Um modulador acusto-óptico eficiente foi totalmente desenvolvido para este trabalho, obtendo-se pulsos de 50 ps de largura temporal, no laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio. Pelo estudo sistemático do tipo e da qualidade dos moduladores acusto-ópticos operando em regime de onda estacionária, pôde-se otimizar a performance deste modulador, o que permitiu que a potência de saída do laser permanecesse a mesma, tanto no regime c.w. como no de acoplamento de modos. Utilizando uma análise teórica padrão para os regimes de acoplamento de modos passivos, pudemos explicar de maneira quantitativa, pela primeira vez, as características de lasers de Nd com absorvedores saturáveis de  $\text{LiF:F}_2^-$ , e também idealizar uma configuração otimizada para a operação desse regime. Realizamos também novos desenvolvimentos teóricos para o regime de acoplamento de modos por lente Kerr (KLM), o que permitiu a quantificação da influência da taxa de bombeamento, perdas lineares e não-lineares, nas características desse regime. Desenvolvemos também um laser de Nd:YLF bombeado longitudinalmente por diodo-laser, que apresentou uma operação bastante eficiente no regime c.w. Obteve-se nesse sistema pulsos de 6 ps de largura temporal, utilizando-se a técnica KLM, com potência média de 650 mW, sendo o regime estável por várias horas. A análise deste experimento permitiu a constatação de que o regime obtido não corresponde a KLM puro, mas sim, ao KLM auxiliado por um alargamento espectral inhomogêneo devido ao "hole-burning" longitudinal. Pudemos também verificar experimentalmente a importância do controle da dispersão e do ganho líquido do sistema para a auto-iniciação do regime KLM.*

# STUDY OF THE ULTRASHORT PULSE GENERATION TECHNIQUES IN LONGITUDINALLY PUMPED C.W. NEODYMIUM LASERS

*Edison Puig Maldonado*

## ABSTRACT

*In this work, we have studied the main features of longitudinally pumped c.w. lasers, the various mode-locking regimes, and the influence of the pumping rate in these regimes. We have developed a method to calculate the optimum laser configurations, aiming to obtain the maximum power extraction. We have demonstrated the efficient operation of a Nd:YLF laser, pumped by an argon ion laser. The characterization of the c.w. regime has allowed us the precise determination of the Nd:YLF emission cross-section. An efficient acousto-optic modulator was developed, that allowed us to obtain 50 ps pulses in the argon-laser-pumped Nd:YLF laser, without any changes in the average output power. By using a standard theoretical model of the passive mode-locking, we could explain, in a quantitative way and for the first time, the main features of Nd lasers with  $\text{LiF:F}_2^-$  saturable absorbers. In particular, it is shown theoretically that, in principle, it is possible to obtain this regime in an optimized configuration. Besides, we have performed new theoretical developments for the Kerr Lens Mode-locking regime, allowing us to evaluate the influence of the pumping rate, linear and nonlinear losses. We also developed a diode-laser-pumped Nd:YLF laser with a high optical c.w. efficiency. We obtained 6 ps pulses in this system, by using the Kerr Lens Mode-locking technique, with an average output power of 650 mW, and many hours of stability. The analyses of this experiment have indicated that the obtained regime was not a pure KLM, but a KLM with addition of a strong longitudinal spatial hole burning, that inhomogeneously broadens the gain. We could also experimentally check the importance of the second order dispersion and net gain values for the self-starting behavior of the KLM.*

## *ÍNDICE*

<b>1. Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2. Fundamentos teóricos</b>	<b>4</b>
<b>2.1 Meios laser-ativos</b>	<b>4</b>
2.1.1 Os íons de Terras Raras	5
2.1.2 Matrizes de estado sólido para meios laser-ativos	6
2.1.3 Lasers de neodímio	7
2.1.3.1 Propriedades do Nd:YLF	9
<b>2.2 Ressonadores ópticos</b>	<b>10</b>
<b>2.3 Lasers no regime de onda contínua</b>	<b>12</b>
<b>2.4 O regime de acoplamento de modos</b>	<b>13</b>
2.4.1 Acoplamento de modos por modulação ativa de parâmetros	15
2.4.1.1 Modulação de perdas	15
2.4.1.2 Modulação de fase	18
2.4.1.3 Bombeamento síncrono	18
2.4.2 Regimes de acoplamento de modos passivo	21
2.4.2.1 Equação fundamental	22
2.4.2.2 Sistemas com perdas saturáveis de resposta lenta	23
2.4.2.3 Sistemas com perdas saturáveis de resposta rápida	25
2.4.2.4 Condições para o regime auto-iniciado	26
2.4.2.5 Estabilidade contra oscilações de relaxação	28
2.4.3 Comparação entre as técnicas e discussão sobre o modelo	28
2.4.4 Medidas de pulsos ultracurtos	30
2.4.4.1 Autocorrelação da intensidade	30
2.4.4.2 Outras formas de caracterização	31
<b>2.5 Moduladores acusto-ópticos para acoplamento de modos ativo AM</b>	<b>32</b>
2.5.1 Esquemas e regimes de operação	33
2.5.2 Parâmetros requeridos	34
<b>2.6 Efeitos ópticos não-lineares</b>	<b>35</b>
2.6.1 Susceptibilidades ópticas não-lineares	35
2.6.2 Origens do índice de refração não-linear	36
2.6.3 Não-linearidade Kerr	38
2.6.3.1 Auto-focalização	38
2.6.3.2 Auto-modulação de fase (SPM)	40
<b>2.7 GVD: Dispersão da velocidade de grupo</b>	<b>42</b>
2.7.1 Acoplamento de modos na presença de SPM e GVD	43
<b>2.8 Acoplamento de modos por absorvedores saturáveis semi-rápidos</b>	<b>45</b>
<b>2.9 Técnicas de acoplamento de modos por mecanismos não-lineares rápidos</b>	<b>46</b>
2.9.1 A técnica APM e outras técnicas interferométricas	47
2.9.2 KLM: acoplamento de modos por lente Kerr	49
2.9.2.1 Formulação ABCD para o elemento Kerr	49
2.9.2.2 A ação de absorvedor saturável no regime KLM	50
2.9.2.3 Astigmatismo em ressonadores KLM	52

<b>3. Desenvolvimentos teóricos, cálculos e simulações</b>	<b>57</b>
<b>3.1 Cálculos quantitativos nos regimes de acoplamento de modos passivo</b>	<b>57</b>
<b>3.2 Limites para a geração de acoplamento de modos com absorvedores saturáveis lentos em lasers de neodímio</b>	<b>60</b>
3.2.1 Caso 1 - Análise de um resultado da literatura	60
3.2.2 Caso 2 - Laser de Nd:YLF - LiF:F <sub>2</sub> <sup>-</sup> com ressonador de 1,5 m	62
<b>3.3 Limites para a geração do regime KLM em lasers de neodímio.</b>	<b>64</b>
3.3.1 Estudo dos valores de ganho para o regime de pulso único	65
3.3.2 Larguras de pulso	69
3.3.3 Auto-modulação de fase e controle de dispersão	70
3.3.4 Discussão sobre a auto-iniciação do regime	71
<b>3.4 Configurações ótimas para lasers com bombeamento óptico longitudinal no regime de onda contínua.</b>	<b>73</b>
3.4.1 Configurações ótimas para alguns lasers vibrônicos e para o Nd:YLF	76
3.4.2 Geometria ótima de um laser de Nd:YLF quanto à taxa de bombeamento	78
<b>4. Desenvolvimentos experimentais</b>	<b>80</b>
<b>4.1 Laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio</b>	<b>80</b>
4.1.1 Construção e caracterização preliminar	80
4.1.2 Determinação dos parâmetros fundamentais do laser	83
4.1.3 Determinação da seção de choque efetiva de emissão estimulada	84
<b>4.2 Acoplamento de modos ativo do laser de Nd:YLF</b>	<b>87</b>
4.2.1 Estudo com um modulador acusto-óptico comercial	87
4.2.2 Estudo com um modulador acusto-óptico desenvolvido	89
<b>4.3 Laser de Nd:YLF bombeado por laser de semiconductor</b>	<b>93</b>
4.3.1 Construção e caracterização preliminar	93
4.3.2 Determinação dos parâmetros fundamentais do laser	99
<b>4.4 KLM ativamente iniciado no laser de Nd:YLF</b>	<b>100</b>
<b>4.5 KLM auto-iniciado no laser de Nd:YLF</b>	<b>107</b>
<b>5. Conclusões</b>	<b>110</b>
<b>6. Referências</b>	<b>113</b>

## ÍNDICE DE FIGURAS

figura 1: Evolução da tecnologia laser de obtenção de pulsos ultracurtos.	3
figura 2: Esquemas laser de três-níveis e de quatro-níveis.	4
figura 3: Faixa espectral e comprimentos de onda aproximados dos principais lasers de Terras Raras	5
figura 4: Diagrama de níveis de energia simplificado do Nd:YLF	8
figura 5: Seção de choque de absorção (medida) do cristal de Nd:YLF, na região de 490-820 nm, para as polarizações $\pi$ e $\sigma$ , com maior resolução para 490-540 e 780-820 nm.	9
figura 6: Variação do tempo de vida fluorescente do nível ${}^4F_{3/2}$ como função da concentração de $\text{Nd}^{3+}$ , para o cristal de Nd:YLF, a 77 K.	10
figura 7: Ressonador óptico formado por dois espelhos esféricos, $M_1$ e $M_2$ .	10
figura 8: Oscilador laser. $R$ e $R_B$ são as refletividades dos espelhos.	12
figura 9: Distribuição de intensidade dos modos longitudinais oscilantes, $ E(\nu) ^2$ , e perfil temporal do pulso, $ E(t) ^2$ , no regime de acoplamento de modos. As fases são indicadas por $\varphi(\nu)$ e $\Phi(t)$ .	13
figura 10: Esquema do comportamento em frequência do ganho por duplo passo no meio ativo para um laser homogêneo, considerando as taxas de bombeamento: (A) abaixo do limiar c.w., (B) no limiar c.w., e (C) bem acima do limiar c.w.	14
figura 11: Acoplamento de modos ativo, por modulação de perdas (AM)	15
figura 12: Acoplamento de modos ativo, por modulação de fase (FM)	15
figura 13: Arranjo considerado para o acoplamento de modos ativo AM	16
figura 14: Comportamento temporal da taxa de bombeamento $W_p(t)$ em um laser com bombeamento síncrono	19
figura 15: Modulação do ganho em um sistema laser operando no regime de acoplamento de modos por bombeamento síncrono.	20
figura 16: Técnica de acoplamento de modos com absorvedor saturável <u>rápido</u> . O eixo horizontal corresponde a um intervalo temporal comparável à duração do pulso óptico.	21
figura 17: Técnica de acoplamento de modos com absorvedor saturável <u>lento</u> . O eixo horizontal corresponde a um intervalo temporal comparável à duração do pulso óptico.	21
figura 18: Arranjo esquemático considerado para o acoplamento de modos passivo	22
figura 19: Esquema comparativo entre as taxas de encurtamento de pulso, em função do inverso da largura temporal do pulso, para três diferentes mecanismos de acoplamentos de modos. A curva tracejada indica eventuais limitações por efeitos de alta ordem (à direita desta curva).	29

- figura 20: Esquema para a medida da largura temporal de pulsos ultracurtos, provenientes do acoplamento de modos, por autocorrelação de segundo harmônico 30
- figura 21: Esquema de moduladores acústo-ópticos de onda estacionária para acoplamento de modos (exemplo: dispositivo de Bragg) 33
- figura 22: Esquema da varredura em frequência  $\Delta\omega(t)$  causada pela auto-modulação de fase em um pulso laser, de intensidade  $|E(t)|^2$  (ambos normalizados). 41
- figura 23: Espectro teórico (esquemático) obtido pela auto-modulação de fase de um pulso simétrico propagando-se em um meio Kerr. 41
- figura 24: Parâmetros estacionários do regime de acoplamento de modos como funções da dispersão da velocidade de grupo, para diferentes valores de auto-modulação de fase, em um sistema com absorvedor saturável rápido e não-linearidade positiva do índice: (a) largura de pulso, (b) varredura em frequência, e (c) parâmetro de estabilidade. 44
- figura 25: Encurtamento de pulso por uma cavidade não-linear acoplada (APM) 47
- figura 26: Características da modulação de amplitude não-linear de um sistema APM 47
- figura 27: Descrição matricial do ressonador contendo um meio Kerr. As setas indicam a direção à qual as matrizes se referem,  $K$  é o elemento fino que acumula a não-linearidade.  $w_{c1}$  e  $w_{c2}$  são os raios dos feixes nas entradas de  $K$ ;  $w_{01}$  e  $w_{02}$  são as cinturas dos feixes 50
- figura 28: Esquema geral de um ressonador óptico que favorece a obtenção do regime KLM. 51
- figura 29: Linhas de contorno para alguns valores de  $\delta_1$  (variação relativa do raio do feixe no espelho  $M_1$ , para baixo sinal), como função da distância entre as duas lentes focalizadoras,  $L_M$ , e da posição do meio Kerr,  $L_K$ , para o ressonador da figura 28. Considerou-se  $R_{1,2}=\infty$ ,  $f=5\text{cm}$ ,  $L_1=70\text{cm}$ ,  $L_2=90\text{cm}$ ,  $d=1\text{cm}$  e nenhum astigmatismo (feixe cilíndrico). As linhas horizontais são os limites de estabilidade óptica do ressonador. 52
- figura 30: Configuração geral de um ressonador contendo um meio Kerr. As setas indicam as direções às quais as matrizes se referem. Os subscritos  $x$  e  $y$  dos elementos de matriz estão omitidos. (descrição alternativa à da figura 27, mais adequada à análise de ressonadores com astigmatismo) 53
- figura 31: Configuração típica do ressonador de um laser KLM.  $M_1$  e  $M_2$  são espelhos planos.  $M_3$  e  $M_4$  possuem curvatura positiva (usualmente,  $R_{3,4}=10\text{cm}$ ). Em alguns casos (no laser KLM de  $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ , p.ex.), o meio Kerr é o próprio meio laser ativo, localizando-se portanto no braço central ( $L_M$ ). 54
- figura 32: Linhas de contorno da sensibilidade para lente Kerr no plano tangencial (parâmetro das curvas:  $\frac{1}{2} \cdot \delta_{1x}$ ), como função de  $L_M$  e  $L_K$ , para o ressonador da figura 31. Considerou-se  $R_{1,2}=\infty$ ,  $f=5\text{cm}$ ,  $L_1=L_2=85\text{cm}$ ,  $d=2\text{cm}$ ,  $n_0=1,76$  e  $\theta \approx 15^\circ$ . As linhas tracejadas horizontais são os limites de estabilidade óptica do ressonador. Também são indicados na figura os pontos onde experimentalmente verificou-se o regime KLM, em um laser de  $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$  (meio ativo e Kerr, posicionado no braço  $L_M$ ). Os quadrados marcam os pontos onde

- o KLM foi iniciado por uma perturbação mecânica em um dos espelhos. Os triângulos correspondem às posições onde verificou-se o regime auto-iniciado. 55
- figura 33: O mesmo que na figura 32, mas no plano sagital. 55
- figura 34: Limites para o regime de pulso único (entre as curvas) no acoplamento de modos por absorvedor saturável lento, para  $s = 6$ . 57
- figura 35: Limites para o regime de pulso único (entre as curvas) no acoplamento de modos por absorvedor saturável rápido. 57
- figura 36: Fronteiras para regimes de auto-iniciação de acoplamento de modos (à direita das curvas);  $\tau_L/T_R \cong 0,3$  e  $\tau_A/T_R \cong 0,1$  59
- figura 37: Contornos de instabilidade para oscilações de relaxação. Regiões circunscritas pelas curvas são instáveis. 59
- figura 38: Larguras de pulso calculadas para o laser de corante com absorvedor saturável lento. A curva é a mesma para as duas condições mostradas na figura 34. 59
- figura 39: Larguras de pulso calculadas para o laser de corante com absorvedor saturável rápido, para as duas condições mostradas na figura 35 59
- figura 40: Limites para a geração de acoplamento de modos em um laser de Nd:YAG com absorvedor saturável LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>. O comprimento do ressonador é  $l' = 30$  m. As curvas contínuas circunscvem a região de oscilações de relaxação (e regime de chaveamento-Q). As curvas com triângulos limitam a região de autoconsistência para a geração de pulsos únicos por acoplamento de modos. A curva com círculos delimita superiormente a região de auto-iniciação do regime. 60
- figura 41: Limites para a geração de acoplamento de modos em um laser de Nd:YAG com absorvedor saturável LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>, para um ressonador de comprimento  $l' = 30$  m (expansão do gráfico da figura 40). 61
- figura 42: Largura temporal calculada para os pulsos obtidos por acoplamento de modos em um laser de Nd:YAG com absorvedor saturável LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>, considerando um ressonador de comprimento  $l' = 30$  m, como função da absorção inicial do absorvedor 61
- figura 43: Limites para a geração de acoplamento de modos em um laser de Nd:YLF com absorvedor saturável LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>. O comprimento do ressonador é  $l' = 1,5$  m. As curvas contínuas circunscvem a região de oscilações de relaxação (e regime de chaveamento-Q). As curvas com triângulos limitam a região de autoconsistência para a geração de pulsos únicos por acoplamento de modos. A curva com círculos delimita a região de auto-iniciação do regime (abaixo da curva). 62
- figura 44: Largura temporal calculada para os pulsos obtidos por acoplamento de modos em um laser de Nd:YLF com absorvedor saturável LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>, considerando um ressonador de comprimento  $l' = 1,5$  m, como função da absorção inicial do absorvedor 63

- figura 45: Comportamento das perdas iniciais, do fator proporcional à seção de choque de absorção equivalente e do produto das duas funções, como função da abertura relativa da fenda, para a modulação por lente Kerr 67
- figura 46: Limites do ganho ( $g_0 = \Gamma^0/L$ ) para a obtenção do regime KLM no laser de Nd:YLF com meio Kerr de vidro SF57, em função da abertura da fenda, para  $\delta_{1x} = 2$ . A curva contínua superior é o limite para pulso único. A curva contínua inferior é o limite para pulsos não excessivamente longos,  $\Delta\omega \cdot \tau_P < 10$  (nesse caso,  $\tau_P < 30$  ps). Regimes KLM eficientes são obtidos entre as curvas. A curva tracejada é a fronteira da região onde se obtêm regimes auto-iniciados (abaixo da curva). 68
- figura 47: O mesmo que na figura 46, mas em função das perdas iniciais do KLM 68
- figura 48: O mesmo que na figura 46, mas para  $\delta_{1x} = 0,1$  69
- figura 49: Larguras de pulso previstas para o KLM do laser de Nd:YLF com meio Kerr de vidro SF57, em função da abertura da fenda, para  $\delta_{1x} = 2$ , e na condição de ganho limite para pulso único. 69
- figura 50: Diagrama de níveis de energia considerado para o meio laser ativo. 73
- figura 51: Diagrama de fluxo do algoritmo utilizado para o cálculo da potência de saída do laser. 76
- figura 52: Potência de saída calculada para os lasers vibrônicos considerados 77
- figura 53: Potência de saída calculada para os lasers de Nd:YLF. Duas configurações são consideradas para o bombeamento: diodo-laser em  $\lambda_P = 797\text{nm}$  e laser de Ar em  $\lambda_P = 514,5\text{nm}$ . 78
- figura 54: Ganho máximo duplo-passo e potência de saída para um laser de Nd:YLF bombeado colinearmente, com  $\lambda_P = 792\text{nm}$  e  $P_P = 3\text{W}$ . Para a potência de saída considerou-se um espelho de refletividade  $R = 0,95$ . 79
- figura 55: Esquema geral do laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio. As lentes  $L_1$  e  $L_2$  são usadas para o casamento entre o feixe de bombeamento e o modo do ressonador. 82
- figura 56: Cinturas dos feixes de emissão (modo TEM<sub>00</sub>) e bombeamento (obtido pelo método de borda de lâmina) na região do meio ativo ( $0 < z < \ell = 33\text{mm}$ ). 82
- figura 57: Potência de saída como função da potência de bombeamento para o laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio, para ambas as polarizações. A transmissão do espelho de saída é 22%. Também mostradas as retas obtidas por regressão linear aos dados. 82
- figura 58: Potência de saída (equivalente) do laser em função da refletividade equivalente, para alguns valores de potência de bombeamento, e para as duas polarizações:  $\pi$  (fig.a) e  $\sigma$  (fig.b). As curvas teóricas, ajustadas aos dados, são também mostradas. 83
- figura 59: Ganho logarítmico não-saturado por duplo-passo, como função da potência de bombeamento,  $P_P$ , para ambas as polarizações. Também mostrado o ajuste de uma reta empírica aos dados. 84

- figura 60: Valores da seção de choque efetiva de emissão estimulada do Nd:YLF, para ambas as polarizações de emissão (transições: 1047nm e 1053nm), obtidos diretamente a partir do ajuste da expressão teórica ( 11 ) aos dados (figura 58), para vários níveis de potência de bombeamento. Também são mostradas os valores médios das medidas (retas horizontais). 85
- figura 61: Valores da seção de choque efetiva de emissão estimulada do Nd:YLF, para ambas as polarizações de emissão (transições: 1047nm e 1053nm), obtidos a partir do ajuste da expressão teórica ( 146 ) aos valores de ganho determinados (figura 59), para vários níveis de potência de bombeamento. Também são mostradas os valores médios das medidas (retas horizontais). 85
- figura 62: Espectro de saída do laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio (média temporal), indicando a presença simultânea de (pelo menos) cinco modos longitudinais devido ao efeito de *hole-burning* espacial (a). No detalhe, também é mostrada a curva espectral de fluorescência (curva b). 86
- figura 63: Curva de autocorrelação dos pulsos gerados por acoplamento de modos ativo do laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio, para o alinhamento que produz pulsos mais curtos. A largura temporal à meia altura dos pulsos é 50 ps. 88
- figura 64: Transmissão de pico (proporcional às perdas cw),  $T_{m\acute{a}x}$ , e transmissão mínima normalizada (profundidade de modulação),  $T_{m\acute{i}n} / T_{m\acute{a}x}$ , do modulador acusto-óptico de onda estacionária desenvolvido, em função da frequência de excitação, e para uma potência de rádio-frequência de 2W. Os pontos discretos correspondem às medidas experimentais. As curvas tracejadas são os comportamentos médios. 90
- figura 65: Parâmetro de modulação do modulador acusto-óptico de onda estacionária desenvolvido, em função da frequência de excitação, e para uma potência de rádio-frequência de 2W. Os pontos discretos correspondem às medidas experimentais. As curvas tracejadas são os comportamentos médios. 90
- figura 66: Fotografia do modulador acusto-óptico de onda estacionária desenvolvido. 91
- figura 67: Traço obtido pelo sistema formado por um fotodetector ultra-rápido e osciloscópio de amostragem, para os pulsos gerados por acoplamento de modos ativo do laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio, com o modulador desenvolvido. A largura à meia altura deste traço é 75 ps, correspondendo a uma largura de pulso igual a 53 ps. 92
- figura 68: Potência de saída ( $P_{out}$ ) do diodo laser utilizado e potência de bombeamento ( $P_p$ ), incidente no cristal de Nd:YLF, como função da corrente de operação do diodo laser. 94
- figura 69: Medidas da potência transmitida, normalizada pela incidente, para o feixe do diodo-laser (colimado e focalizado por uma lente de comprimento focal  $f = 5$  cm), eclipsado por uma lâmina. A curva x corresponde à direção paralela ao plano da junção do laser (horizontal), enquanto que a curva y à direção perpendicular (vertical). A partir destas curvas, determinou-se que  $w_x \cong 300 \mu\text{m}$  e  $w_y \cong 60 \mu\text{m}$ . 95

figura 70: Esquema geral do laser de Nd:YLF bombeado por diodo laser.	96
figura 71: Parâmetro de estabilidade ( $g_1, g_2$ ) do ressonador da figura 70, como função da distância de separação, $L_M$ , entre os espelhos côncavos $M_3$ e $M_4$ ( $R_{3,4} = 10$ cm).	96
figura 72: Raio do modo fundamental ( $TEM_{00}$ ) do ressonador da figura 70, como função da distância longitudinal, $z$ , para o primeiro intervalo de estabilidade, com a distância $L_M$ como parâmetro (indicado nas curvas).	97
figura 73: O mesmo que na figura 72, para o segundo intervalo de estabilidade.	97
figura 74: Potência de saída do laser de Nd:YLF bombeado por laser de diodo, para a melhor configuração para o regime c.w. e para uma transmissão de saída de 27%.	98
figura 75: Valores medidos de potência de saída, para cinco refletividades diferentes do espelho $M_2$ , do laser de Nd:YLF bombeado por diodo laser. Também mostrada a curva teórica ajustada aos dados experimentais.	99
figura 76: Configuração do laser de Nd:YLF bombeado por diodo laser, para o experimento de acoplamento de modos por lente Kerr, iniciado por modulação ativa.	100
figura 77: Parâmetro de modulação do dispositivo acusto-óptico de onda estacionária desenvolvido, em função da potência de excitação (onda elétrica de rádio-frequência). A transmissão do modulador para a intensidade óptica é, para esta faixa de potências de excitação, aproximadamente descrita por: $T \cong \cos^2(\delta \cdot \text{sen}(\Omega t))$	101
figura 78: Curvas de autocorrelação obtidas para o laser nos regimes: c.w. (curva pontilhada), com modulação acusto-óptica correspondente a $\delta \cong 0,03$ rad (curva tracejada), e para o regime KLM (curva contínua), com o mesmo valor de modulação ativa. Note-se a extinção do sinal de fundo para o traço correspondente ao regime KLM (característica de um regime de acoplamento de modos completo).	103
figura 79: Traço de autocorrelação obtido para o laser no regime KLM (curva contínua), iniciado por modulação ativa, correspondente a $\delta = 0,03$ rad. Também mostrado o melhor ajuste teórico de uma curva Gaussiana aos dados da autocorrelação (curva tracejada).	104
figura 80: Espectros de saída do laser de Nd:YLF bombeado por diodo laser, para o caso c.w. e para o regime de acoplamento de modos KLM ativamente iniciado (correspondente à curva contínua da figura 79). As curvas têm baixa resolução, devido à técnica de medida (espectrômetro convencional) não permitir a observação de variações de curta e média duração temporal (a medida corresponde a uma média temporal).	105
figura 81: Configuração do laser de Nd:YLF bombeado por diodo laser, para o experimento de acoplamento de modos por lente Kerr, auto-iniciado. GTI é o interferômetro de Gires-Tournois, que tem a função de introduzir dispersão de segunda ordem negativa.	107

figura 82: Trem de pulsos obtido pelo acoplamento de modos passivo, por lente Kerr, do laser de Nd:YLF bombeado por diodo laser. O comportamento temporal do feixe de saída do laser foi observado utilizando-se um detetor de Si, de 500 ps de tempo de resposta (responde também para sinal d.c.) e um osciloscópio analógico, com resposta máxima em frequência igual a 100 MHz (o que não permite a visualização completa do sinal gerado pelo detetor). As figuras (fotografias da tela do osciloscópio) retratam a componente fundamental do trem de pulsos, gerados por acoplamento de modos, em duas escalas temporais: 10 ns/div e 1 ms/div. O sinal é 100% modulado (não apresenta fundo c.w.).

108

## ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 1: Fatores relacionando a largura à meia altura do sinal de autocorrelação com a largura à meia altura do pulso óptico, para algumas formas simples de pulso. Também são mostrados os valores dos produtos entre a largura espectral e temporal, $\Delta\nu \cdot \tau_p$ , para cada uma destas formas de pulso.	31
Tabela 2: Índices de refração linear ( $n_0$ ) e não-linear ( $n_2$ ) para alguns materiais ópticos	38
Tabela 3: Parâmetros considerados para os sistemas laser sob estudo.	77

## 1. Introdução

Lasers de estado sólido continuamente bombeados e com acoplamento de modos longitudinais, representam atualmente a mais importante classe de sistemas geradores de pulsos ópticos ultracurtos (com duração de  $10^{-10}$  a  $10^{-15}$  s), quanto à estabilidade, reprodutibilidade, largura temporal ultracurta dos pulsos e qualidade do modo espacial.<sup>1,2</sup> Além disso, uma característica de tais lasers é o fato de poderem constituir sistemas bastante compactos, com tecnologia predominante de estado sólido.<sup>3</sup> Neste contexto, os lasers de neodímio (Nd) são largamente utilizados em diversas aplicações no infravermelho próximo ( $\lambda \approx 1\mu\text{m}$ ), devido às altas potências ópticas geradas por estes sistemas, entre outras qualidades.<sup>4</sup> Estes lasers são utilizados, por exemplo, para o bombeamento de outros lasers,<sup>5,6,7,8</sup> para o estudo de processos em materiais,<sup>9,10</sup> na área nuclear, onde os pulsos ópticos ultracurtos têm especial interesse para a fusão nuclear por confinamento inercial,<sup>11</sup> no campo das telecomunicações, onde pulsos ópticos com duração na casa de  $10^{-12}$  s permitem a transmissão de dados por longas distâncias e a taxas de dezenas de gigabits por segundo,<sup>12</sup> entre diversas outras aplicações. Além disso, o avanço da tecnologia de lasers de semicondutor e a utilização destes lasers para o bombeamento de outros lasers de estado-sólido, permite o desenvolvimento de sistemas totalmente de estado-sólido com alta energia e taxa de repetição. Nesse caso, na área nuclear, torna-se previsível o uso competitivo destes lasers em sistemas de separação isotópica, em substituição aos lasers de vapor de cobre.

Os íons de neodímio, quando utilizados como centros laser ativos, são incorporados em diversas matrizes, cristalinas ou amorfas (vidros ópticos). Dentre os materiais cristalinos, destacam-se os cristais de  $\text{Y}_2\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (YAG) e  $\text{YLF}_4$  (YLF), sendo que as propriedades físicas e espectroscópicas deste último o fazem bastante adequado para a geração de pulsos curtos.<sup>13</sup> Nesse laser, assim como no laser de Nd:YAG e em muitos outros lasers de estado sólido continuamente bombeados, as técnicas utilizadas para a obtenção do regime de acoplamento de modos têm classicamente se limitado à modulação ativa de parâmetros do laser, utilizando-se para isso moduladores acústico-ópticos ou eletro-ópticos<sup>14,15</sup> (quase a totalidade dos modelos comerciais). Os pulsos obtidos por estas técnicas, nos melhores casos, têm larguras típicas de 40 ps para o laser c.w. de Nd:YAG<sup>16</sup> e 35 ps para o laser c.w. de Nd:YLF<sup>17</sup>, quando estes lasers utilizam bombeamento por lâmpada. Entretanto, com o desenvolvimento de novos moduladores acústico-ópticos com maior profundidade de modulação, e com o uso de sistemas bombeados longitudinalmente por outros lasers, foram obtidos pulsos de duração ainda menor, ou seja, 7 ps a uma taxa de repetição de 160 MHz para um laser c.w. de Nd:YLF bombeado colinearmente por um laser de diodo.<sup>18</sup>

A modulação periódica de parâmetros do laser pode ser obtida não apenas por um sinal externo, mas também pela introdução de um elemento não-linear no ressonador. Quando a ação do elemento não-linear é corretamente balanceada, promove-se uma interação estável entre os modos longitudinais do laser, produzindo o trem de pulsos ópticos. Nesse caso, fala-se em auto-acoplamento de modos ou acoplamento de modos passivo.<sup>19</sup> Comumente, são utilizados *absorvedores saturáveis* para este fim.<sup>20,21</sup> Essa técnica para acoplamento de modos tem sido

aplicada com sucesso em lasers contínuos de corante,<sup>22</sup> resultando nos sistemas laser que permitiram a geração dos pulsos ópticos de menor largura temporal já obtidos (6fs, apenas três ciclos ópticos),<sup>23</sup> pela compressão (externa ao laser) dos pulsos ópticos, e onde compensou-se efeitos de dispersão de até terceira ordem. Recentemente, estes resultados têm sido equiparados por sistemas de estado sólido, com a geração de pulsos de  $10^{-14}$  s diretamente do oscilador laser.

As primeiras demonstrações experimentais de acoplamento de modos passivo em um laser c.w. de Nd datam do início da década de 80, quando foram utilizados absorvedores saturáveis de resposta lenta,<sup>24,25</sup> consistindo em corantes orgânicos e centros de cor  $F_2^-$  em cristais de LiF. Porém, estados estacionários do regime de acoplamento de modos, nesse sistema, só foram obtidos para comprimentos longos do ressonador (30 m) devido à resposta muito lenta do absorvedor saturável (~ 60 ns) e ao baixo ganho do laser, em um bombeamento por lâmpada. Considerando-se os modelos analíticos clássicos do acoplamento de modos via absorvedores saturáveis,<sup>26,27,28,29,30</sup> verifica-se que os parâmetros fundamentais do sistema devem estar em uma faixa bastante estreita de valores para a geração estável de pulsos ultracurtos. Esta dependência crítica ocorre, em especial, no caso do uso de absorvedores saturáveis de resposta lenta na maioria dos lasers c.w. de estado sólido.

A pesquisa na geração de pulsos ultracurtos em lasers de estado sólido dirigiu-se então, no final dos anos 80, para a exploração de efeitos não-lineares *não-ressonantes* intracavidade, devido à resposta rápida destes efeitos (fs). No laser de sóliton de Mollenauer e Stolen,<sup>31</sup> o acoplamento de modos foi pela primeira vez obtido pelo uso de um esquema de cavidades não-lineares acopladas, sendo que uma cavidade auxiliar contendo uma fibra óptica foi acoplada à cavidade de um laser de centro de cor. A formação de um sóliton de segunda ordem na cavidade auxiliar teve influência predominante no comportamento temporal do sistema. A partir desse trabalho, muitos autores estudaram o estreitamento de pulsos em ressonadores externos contendo meios não-lineares, acoplados ao ressonador principal, também em regimes não-sóliton.<sup>32,33</sup> Resultou deste estudo o desenvolvimento de uma técnica de acoplamento de modos, utilizando-se cavidades não-lineares interferometricamente acopladas, denominada: "*Additive Pulse Mode Locking*", ou APM.<sup>34</sup> Esse regime foi demonstrado tanto teoricamente quanto experimentalmente, principalmente em lasers de  $Ti:Al_2O_3$ , podendo ser inclusive auto-iniciado.<sup>35,36</sup> O regime auto-iniciado ocorre também nos lasers de Nd:YAG e Nd:YLF continuamente bombeados, e pulsos de 2 a 10 ps são usualmente obtidos.<sup>37</sup>

Como consequência da pesquisa na técnica APM, desenvolveu-se uma nova técnica para o acoplamento de modos longitudinais na qual a modulação de amplitude não é baseada em um efeito interferométrico não-linear, mas sim no efeito de *auto-focalização* no meio não-linear (lente não-linear).<sup>38</sup> Esta técnica, denominada "*Kerr-Lens Modelocking*", ou KLM, requer muito menos estabilização mecânica do que a técnica APM, e utiliza sempre uma única cavidade para o meio de ganho e para o meio não-linear. Algumas configurações são inclusive baseadas em um único meio, que provê o ganho e a não-linearidade.<sup>39</sup> Apesar de ser conhecido que uma cavidade laser contendo um meio Kerr é capaz de gerar pulsos mais curtos no regime de acoplamento de modos ativo, devido ao alargamento do espectro de frequências promovido pela *auto-modulação de fase*,<sup>40</sup> demonstra-se, tanto teórica quanto experimentalmente, que o controle da auto-modulação

de fase introduzida, e da dispersão intracavidade, pode levar a uma redução da largura de pulso por um fator de 2 a 2,5, mas não mais.<sup>41,42</sup> Quando o mecanismo de modulação de amplitude passa a ser também fortemente dependente dos efeitos não-lineares (*auto-modulação de amplitude*), este estreitamento da largura temporal dos pulsos pode atingir até três ordens de grandeza, relativo aos pulsos gerados por modulação ativa, apenas. No caso da técnica KLM, a modulação ativa dos parâmetros do laser não é necessária, pois o balanço adequado do efeito de lente não-linear e das aberturas do ressonador leva à auto-modulação da amplitude responsável pelo acoplamento de modos.<sup>43</sup> A técnica KLM tem permitido a geração direta (sem mecanismos extra-cavidade) de pulsos da ordem de 10 fs para um laser de Ti:safira (com iniciação do regime por perturbação mecânica),<sup>44</sup> pulsos de 2,3 ps para um laser de Nd:YAG (com iniciação por modulador acusto-óptico),<sup>45</sup> e pulsos de 3 ps para um laser de Nd:YLF com arranjo otimizado (auto iniciado e com estabilidade de longo termo).<sup>46</sup>

Além da experiência que deu origem a estes recentes desenvolvimentos: o laser de sóliton de Mollenauer e Stolen, uma das causas mais importantes para o desenvolvimento desta nova geração de lasers de pulsos ultracurtos foi o advento de *novos* meios laser-ativos de estado-sólido com banda larga (Ti:safira, Cr:LiSaF, Cr:YAG, etc.), sendo que a disponibilidade do laser de Ti:safira como um produto comercial em 1989 foi o fato que iniciou, propriamente, a sequência destes experimentos (ver figura 1). Entretanto, a grande maioria destes recentes resultados na área de geração de pulsos curtos têm sido obtidos em sistemas com bombeamento c.w. longitudinal. Assim, o bombeamento de meios de ganho de estado-sólido por diodos-laser, utilizado inicialmente por motivações práticas, levou a um aumento significativo na estabilidade e nas taxas de bombeamento, além de uma redução das perdas (devido às menores áreas envolvidas e menores efeitos térmicos), comparado com sistemas equivalentes bombeados por lâmpadas. Estes fatores foram diretamente responsáveis pelo desenvolvimento das técnicas APM e KLM, e pela obtenção dos excelentes resultados já citados. Mesmo no caso da geração de pulsos ultracurtos por acoplamento de modos ativo, os pulsos obtidos nestes sistemas têm largura temporal menor do que a prevista pela teoria tradicional, devido a um aumento nos efeitos de auto-modulação de fase e *hole-burning* espacial.<sup>47</sup>

Neste trabalho, procuramos quantificar a influência destes fatores, através da análise dos parâmetros fundamentais do sistema laser e sua influência no regime de acoplamento de modos.

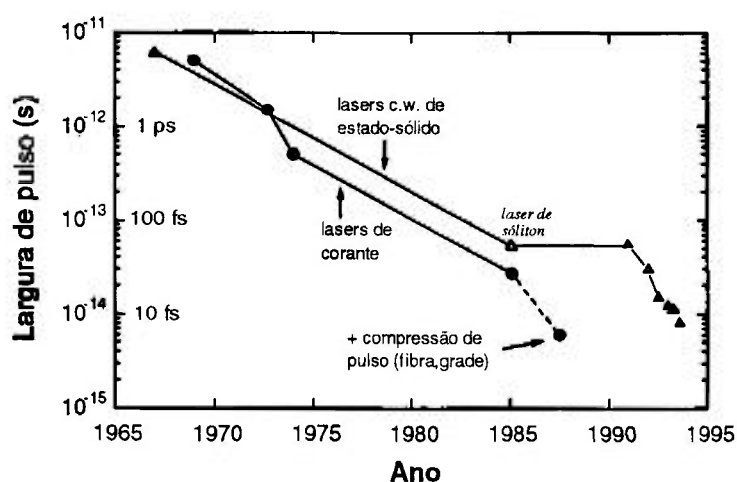


figura 1: Evolução da tecnologia laser de obtenção de pulsos ultracurtos.

## 2. Fundamentos teóricos

### 2.1 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  $\epsilon_1$  e  $\epsilon_2$  (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:  $(dN_2/dt)_E = -N_2/\tau_1$ , onde  $\tau_1$  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  $\sigma_{21}$  e  $\sigma_{12}$  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,<sup>4</sup> 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 2, e na verdade representam situações-limite de esquemas de níveis reais.

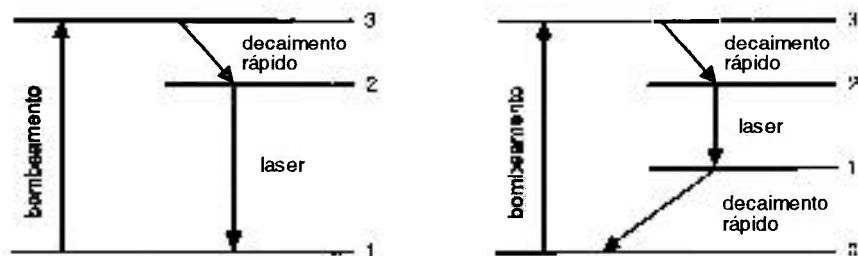


figura 2: Esquemas laser de três-níveis e de quatro-níveis.

O comportamento em frequência da transição laser (ao redor de  $\nu_0$ ) 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 *inomogêneo* 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 inomogêneo é normalmente devido a diferentes campos locais (não homogêneos), em sólidos, e ao desvio Doppler, em gases, sendo usualmente representado por uma *Gaussiana*.

### 2.1.1 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 3.

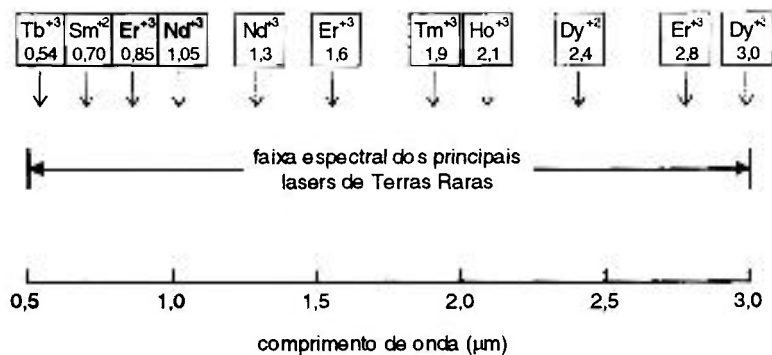


figura 3: Faixa espectral e comprimentos de onda aproximados dos principais lasers de Terras Raras

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:  $[Xe]4f^n5d^{(1 \text{ ou } 0)}6s^2$ , 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  $5s^25p^6$  da estrutura do Xe. Desta forma, os níveis  $5s^25p^6$  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 na probabilidade 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.

### 2.1.2 Matrizes de estado sólido para meios laser-ativos

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

\* *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,

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 frequentemente piores, e as linhas de absorção são geralmente igualmente mais estreitas.

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

**1. Óxidos:**

Safira ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), 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.:  $\text{YAlO}_3$  ou YAP), e Oxisulfetos (p.ex.:  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$  ou LOS)

**2. Fluoretos:**

(p.ex.:  $\text{YLiF}_4$  ou YLF,  $\text{GdLiF}_4$  ou GLF, e  $\text{CaF}_2$ )

**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.:  $\text{CaWO}_4$ ,  $\text{CaMoO}_4$ ,  $\text{YVO}_4$ , e  $\text{La}_2\text{Be}_2\text{O}_5$  ou BEL)

**5. Cerâmicas**

Dentre estes cristais, o fluoreto de lítio e ítrio ( $\text{LiYF}_4$  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  $\text{Ce}^{3+}$ ,  $\text{Pr}^{3+}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Tb}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$  e  $\text{Tm}^{3+}$ , com comprimentos de onda de emissão entre  $0,32\ \mu\text{m}$  ( $\text{Ce}^{3+}$ ) e  $3,9\ \mu\text{m}$  ( $\text{Ho}^{3+}$ ). O neodímio é seu principal dopante, usualmente em concentrações inferiores a 2 mol %.

### 2.1.3 Lasers de neodímio

$\text{Nd}^{3+}$  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.<sup>48</sup> Este material possui

considerando o mesmo nível de bombeamento. Isto se deve à natureza in homogênea do alargamento da transição laser nestes materiais.

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.<sup>†</sup> 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 fluorofosfatos, sendo assim o Nd:YLF utilizado como oscilador principal em sistemas amplificadores usando esses vidros. A largura de linha homogênea do Nd:YLF (1 mol % de dopagem e a 300 K) é de  $12 \text{ cm}^{-1}$  (360 GHz ou 1,3 nm), enquanto a do Nd:YAG é de  $4 \text{ cm}^{-1}$  (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<sup>†</sup>. 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.

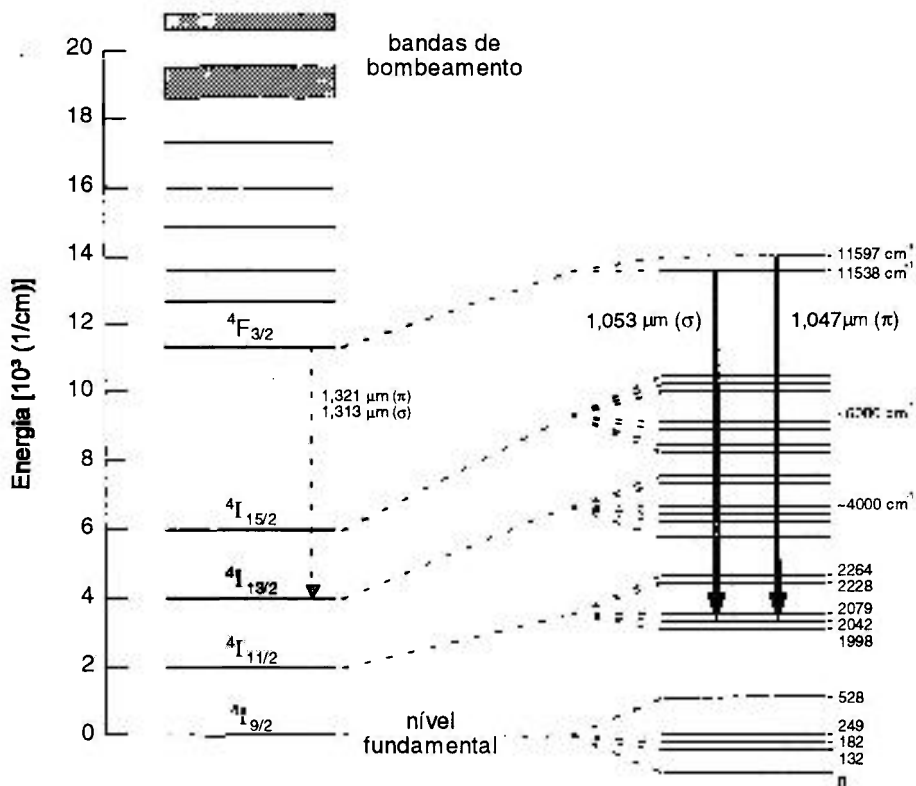


figura 4: Diagrama de níveis de energia simplificado do Nd:YLF

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.

<sup>†</sup> Esta propriedade tornar-se-á clara durante a discussão do regime de acoplamento de modos.

### 2.1.3.1 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 4.

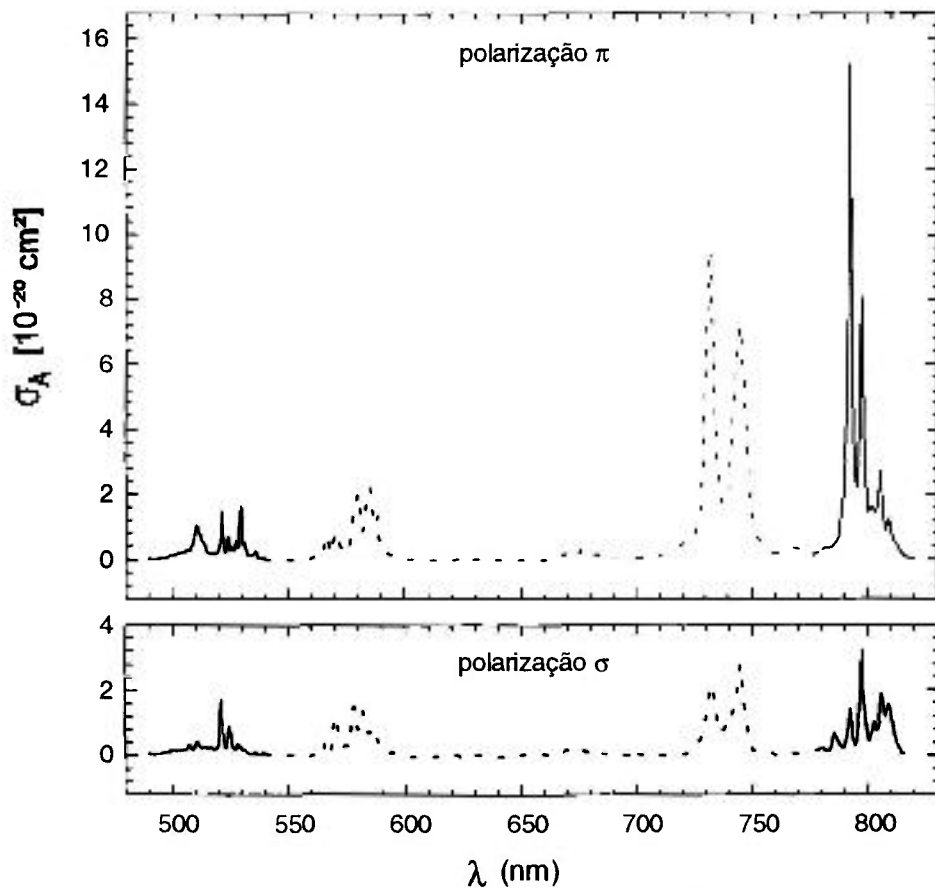


figura 5: Seção de choque de absorção (medida) do cristal de Nd:YLF, na região de 490-820 nm, para as polarizações  $\pi$  e  $\sigma$ , com maior resolução para 490-540 e 780-820 nm.

A polarização paralela ao eixo  $c$  cristalino (eixo óptico) é denominada  $\pi$ ; a polarização ortogonal ao eixo  $c$ , é denominada  $\sigma$ . 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 5. 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  $\tau_2 \approx 570 \mu\text{s}$ , para baixíssimas concentrações de  $\text{Nd}^{3+}$ , e decresce aproximadamente linearmente com o aumento desta concentração,<sup>49</sup> como mostrado na figura 6. Fora das regiões espectrais que apresentam ressonâncias, o índice de refração não-linear de segunda ordem do YLF é:  $n_2(\text{YLF}) \approx 6 \cdot 10^{-14} \text{ esu}$

( $1,7 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ). 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  $3 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ).

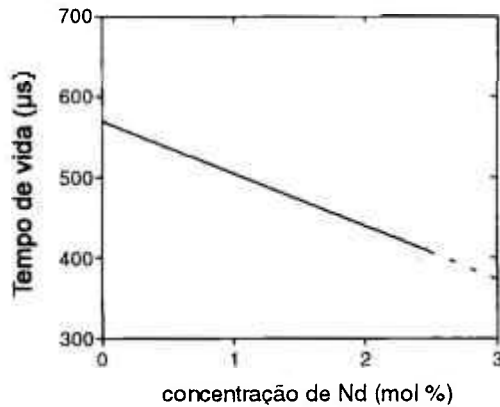


figura 6: Variação do tempo de vida fluorescente do nível  $^4F_{3/2}$  como função da concentração de  $\text{Nd}^{3+}$ , para o cristal de Nd:YLF, a 77 K.

## 2.2 Ressonadores ópticos

A análise de ressonadores ópticos como o esquematizado na figura 7 é normalmente realizada utilizando-se uma aproximação escalar para o campo e.m. e a integral de difração de Fresnel-Kirchhoff.<sup>50</sup> 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:

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

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.

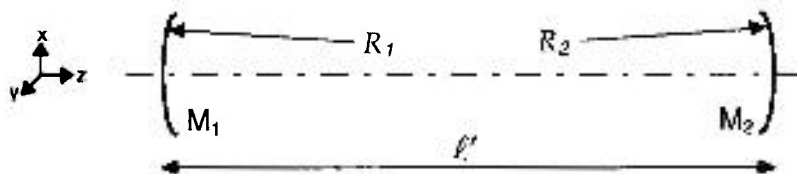


figura 7: Ressonador óptico formado por dois espelhos esféricos,  $M_1$  e  $M_2$ .

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:<sup>51</sup>  $q_2 = (Aq_1 + B) / (Cq_1 + D)$ .

O feixe contido no ressonador da figura 7 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:

$$0 < g_1 g_2 < 1 \quad (3)$$

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

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.<sup>52</sup> 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  $\ell$ , 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.<sup>53</sup> 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  $2\theta$  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:<sup>54</sup>

$$(\ell / n^3) (n^2 - 1) = f \cdot \sin\theta \cdot \tan\theta \quad (5)$$

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:  $\nu_{nmp} = [c / (2 \cdot \ell')] \cdot [n + (1 + m + p) \cdot (\cos^{-1}(g_1 g_2)^{1/2} / \pi)]$ .

### 2.3 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 8. 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:

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

onde  $W_p$  é a taxa efetiva de bombeamento,  $\tau_2$  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  $\nu$ , ressonante com a transição  $2 \rightarrow 1$ . 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

$$n_2^0 \cong n_{tot} \cdot W_p \cdot \tau_2 \quad (8)$$

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:  $I_S \cong (h\nu) / (\sigma_{21} \tau_2)$ . O ganho óptico por unidade de comprimento é dado por:

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

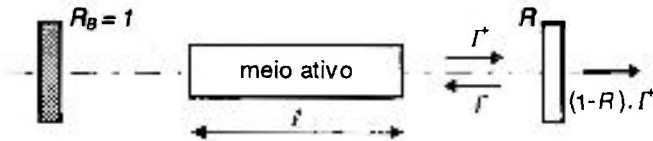


figura 8: Oscilador laser.  $R$  e  $R_B$  são as refletividades dos espelhos.

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  $I^+ \cong I^- \cong I$ , temos:

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

onde utilizou-se  $2I$  no denominador, devido à saturação do ganho ser dependente da intensidade total estacionária (rigorosamente:  $|E^+(z) + E^-(z)|^2$ ). 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:

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

\* Este aspecto será melhor discutido no item que trata dos fundamentos do regime de acoplamento de modos.

## 2.4 O regime de acoplamento de modos

Em um laser oscilando livremente, tanto os modos longitudinais quanto os transversais que conseguem oscilar simultaneamente (dependendo das características espectrais do meio de ganho e do ressonador), não mantêm nenhuma relação fixa de amplitude ou fase entre si. Mesmo restringindo a oscilação no modo transversal fundamental, ou TEM<sub>00</sub>, a saída resultante do laser consiste numa sequência de oscilações aleatórias, com as características de ruído térmico. Adicionando-se elementos seletivos em frequência na cavidade do laser, pode-se garantir a oscilação em um único modo longitudinal, mesmo em lasers com alargamento inhomogêneo de linha, gerando uma saída constante. Esta situação corresponde a um dos dois estados perfeitamente organizados de operação do oscilador laser. O regime de acoplamento de modos ("mode-locking", ML) corresponde ao segundo. Nesse caso, os modos longitudinais oscilantes são forçados a manter uma relação fixa de fase (e amplitude), o que causa uma oscilação regular da intensidade de saída do laser, consistindo em um trem periódico de pulsos, com período dado por:  $T = 2\ell'/c$ , conforme esquematizado na figura 9. O perfil temporal do pulso  $I(t)$  corresponde ao quadrado da soma de Fourier das amplitudes dos modos oscilantes,  $E(v)$ . Em uma primeira aproximação,<sup>50</sup> a largura temporal do pulso é relacionada com a largura espectral oscilante por:  $\tau_P \cong 1/\Delta\nu_P$  (a relação exata depende da forma do pulso).

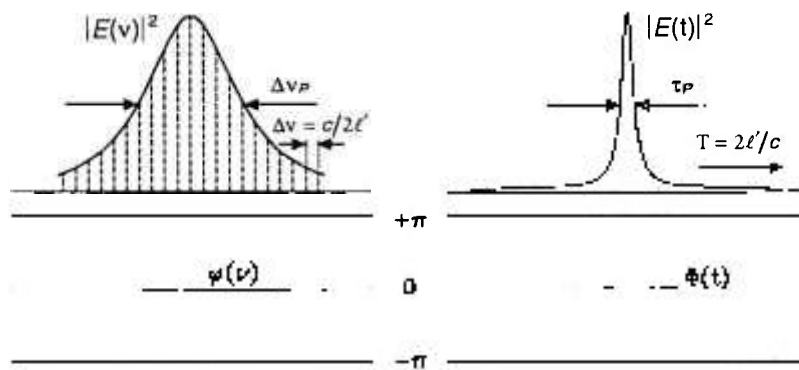


figura 9: Distribuição de intensidade dos modos longitudinais oscilantes,  $|E(v)|^2$ , e perfil temporal do pulso,  $|E(t)|^2$ , no regime de acoplamento de modos. As fases são indicadas por  $\varphi(v)$  e  $\Phi(t)$ .

No caso de um laser com alargamento homogêneo de linha, como por exemplo os lasers de neodímio em matrizes cristalinas, a seção de choque de emissão da transição laser,  $\sigma_{21}(v)$ , tem resposta espectral na forma de uma função Lorentziana.<sup>55,66</sup> Abaixo do limiar, o ganho  $\gamma(v) = \sigma_{21}(v) \cdot n_2$  tem amplitude proporcional à taxa de bombeamento  $W_p$ . Aumentando-se progressivamente a taxa de bombeamento, alcança-se um ponto no qual o ganho por passo para a frequência central ressonante,  $\nu_0$ , iguala-se às perdas por passo. Nesse ponto, a oscilação em  $\nu_0$  começa, e um acréscimo do bombeamento não pode mais aumentar a população invertida  $n_2$ , devido ao caráter estacionário desta oscilação. O ganho em outras frequências (que não  $\nu_0$ ) permanece abaixo do limiar, como mostra a figura 10, tal que o laser com alargamento homogêneo pode oscilar em apenas uma frequência, exceto pela influência de outros efeitos tais

como o "hole-burning" espacial longitudinal.<sup>57</sup> Nestes lasers, portanto, o regime de acoplamento de modos requer não apenas um mecanismo que force a manutenção de uma relação fixa das fases dos modos oscilantes, mas, antes, um mecanismo que proporcione a oscilação de vários modos longitudinais simultaneamente.<sup>56</sup> Nesse caso, é fundamental a transferência contínua de potência, da radiação com frequência  $\nu_0$ , para as frequências laterais (geração de modos).

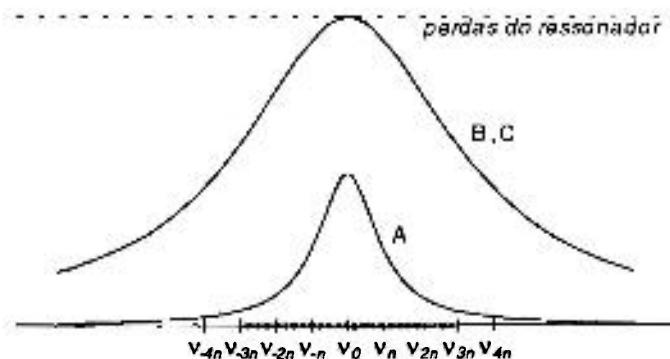


figura 10: Esquema do comportamento em frequência do ganho por duplo passo no meio ativo para um laser homogêneo, considerando as taxas de bombeamento: (A) abaixo do limiar c.w., (B) no limiar c.w., e (C) bem acima do limiar c.w.

Outras técnicas de geração de pulsos curtos em lasers são o chaveamento-Q (*Q-switching*) e a descarga da cavidade (*cavity dumping*), que baseiam-se em grandes modulações da população invertida ou do campo intracavidade, respectivamente.<sup>4</sup> A primeira, permite a geração de pulsos gigantes (alta energia), mas limitada taxa de repetição; a segunda fornece pulsos menos intensos, mas com altas taxas de repetição. Frequentemente, são utilizadas em conjunto com a técnica de acoplamento de modos de maneira a obter-se maior energia nos pulsos gerados por esta última. Nesse caso, em especial, a técnica de descarga de cavidade repetitiva permite a obtenção de um trem de pulsos ultracurtos com taxa de repetição muito mais baixa (determinada pelo modulador) e muito maior potência de pico do que aquele obtido com a técnica de acoplamento de modos isoladamente. Por outro lado, quando aplicadas isoladamente, as técnicas de *Q-switching* e *cavity dumping* permitem a geração de pulsos com largura temporal na faixa de nanosegundos (da ordem do período de oscilação do ressonador), enquanto que o acoplamento de modos gera pulsos limitados apenas pela largura em frequência do meio de ganho (para larguras espectrais moderadas), usualmente na faixa de picosegundos a femtosegundos.

De maneira geral, as técnicas para geração de acoplamento de modos dividem-se em *ativas* e *passivas*. As técnicas ativas envolvem modulações, externamente controladas, de parâmetros do laser, tipicamente de perdas, de fase ou de ganho. As técnicas passivas, ou *auto-sustentadas*, envolvem a auto-modulação do campo intracavidade através da utilização de mecanismos não-lineares de resposta rápida ou ultrarápida intracavidade, tais como absorção saturável, ganho saturável, arranjos interferométricos com auto-modulação de fase, geração de segundo harmônico ou lente não-linear.

### 2.4.1 Acoplamento de modos por modulação ativa de parâmetros

Modulando-se a amplitude do campo (*AM*), a fase do campo (*FM*) ou o ganho do laser (*SP*), exatamente na frequência de separação dos modos axiais ( $\Delta\nu_n = c/2\ell'$ ), leva-se o laser a gerar um trem de pulsos por acoplamento de modos, como esquematizado na figura 11 (*AM*) e na figura 12 (*FM*). Para o acoplamento de modos ativo *AM* ou *FM* em lasers contínuos utilizam-se moduladores eletro-ópticos ou acusto-ópticos intracavidade, sendo que estes últimos introduzem menores perdas passivas e são portanto os mais utilizados em lasers de baixo ganho.

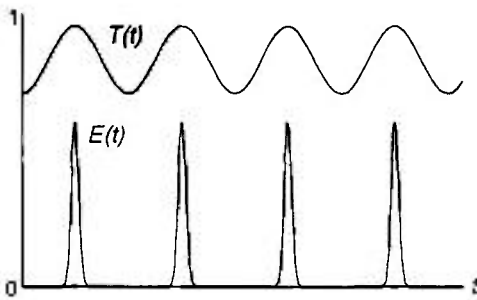


figura 11: Acoplamento de modos ativo, por modulação de perdas (*AM*)

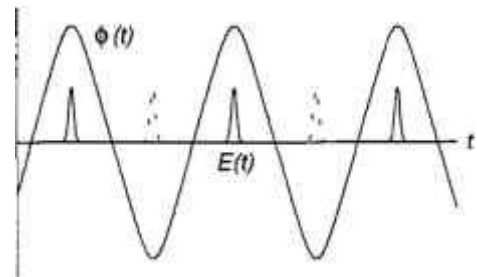


figura 12: Acoplamento de modos ativo, por modulação de fase (*FM*)

#### 2.4.1.1 Modulação de perdas

Do ponto de vista do domínio de frequências, a introdução de uma transmissão periodicamente variável  $T(t)$  no ressonador laser leva à formação de frequências laterais em cada modo longitudinal oscilante, as quais devem sobrepor-se aos modos longitudinais adjacentes para levar ao regime ML. Para moduladores acusto-ópticos de onda estacionária operando no regime de Bragg, assim como para moduladores eletro-ópticos *AM*, a função de transmissão para o campo elétrico, por passo, é dada por:<sup>4,58</sup>

$$a(t) = \cos[\delta \cdot \text{sen}(\Omega_e t)] \tag{12}$$

onde  $\Omega_e$  é a frequência de excitação (elétrica) do modulador e  $\delta$  é a profundidade de modulação. Uma função analítica mais simples, porém com comportamento análogo ao de (12) é dada por:  $a'(t) = [1 + \delta' \cdot \cos(\Omega_m t)] / [1 + \delta']$ , onde:  $\Omega_m = 2 \cdot \Omega_e$  e  $\delta' \approx \delta / 5$ . Assim, o campo elétrico de cada modo longitudinal do laser é modulado de acordo com:  $E_n(t) = E_n^0 [1 + \delta' \cdot \cos(\Omega_m t)] \cos(\omega_n t + \phi_n)$ . Note que, devido à presença do termo:

$$E_n^0 \delta' \cos(\Omega_m t) \cos(\omega_n t + \phi_n) = (E_n^0 \delta' / 2) \{ \cos[(\omega_n + \Omega_m)t + \phi_n] + \cos[(\omega_n - \Omega_m)t + \phi_n] \},$$

$E_n(t)$  realmente contém dois termos oscilando nas frequências  $\omega_n \pm \Omega_m$  (frequências laterais). Se  $\Omega_m = 2\pi\Delta\nu_n$ , estas frequências laterais irão coincidir com as frequências dos modos longitudinais adjacentes, dando assim origem a um acoplamento entre as equações dos modos da cavidade. Pode-se demonstrar que, se o modulador é posicionado próximo a um dos espelhos (terminais) do laser, esse mecanismo de geração de frequências laterais dará origem a um acoplamento das fases dos modos de acordo com:<sup>50</sup>

$$\phi_n - \phi_{n-1} = \phi \tag{13}$$

Visto no domínio temporal, o modulador com período de modulação igual ao tempo de trânsito do ressonador,  $2\ell/c$ , altera igual e progressivamente o perfil da distribuição de campo circulante intracavidade a cada passagem deste. Assim, este campo intracavidade tende a evoluir para um padrão temporal de pulsos estreitos que atravessam o modulador apenas nos momentos de alta transmissão. Este é o mecanismo básico para o acoplamento das fases dos modos oscilantes no caso de um laser inomogêneo, por exemplo, onde a largura espectral oscilante é determinada apenas pela intensidade de bombeamento e pelas perdas, e pode ser comparável à largura espectral total do meio de ganho. No caso do laser homogêneo, entretanto, a largura espectral do campo oscilante tende a estar concentrada em uma região estreita ao redor da frequência central,  $\nu_0$ . Nesse caso, a largura de banda oscilante final e portanto a largura temporal dos pulsos são determinadas por um mecanismo físico diferente. Os principais componentes deste mecanismo são o estreitamento temporal do pulso promovido pelo modulador (partindo de qualquer oscilação de longa duração inicial) contrabalançada pelo alargamento temporal que ocorre quando o pulso passa pelo meio de ganho (que, como já citado, tende a reduzir a largura de banda oscilante).

Siegman e Kuizenga<sup>15</sup> desenvolveram uma análise do acoplamento de modos em lasers homogêneos examinando a transformação de um pulso através de uma volta completa na cavidade, conforme esquematizado na figura 13, considerando o caso de pulsos com formato Gaussiano.

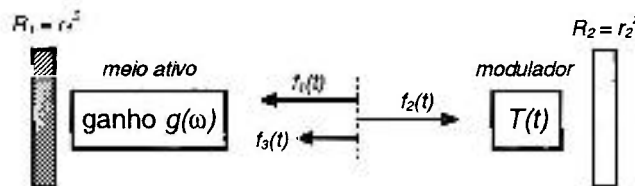


figura 13: Arranjo considerado para o acoplamento de modos ativo AM

Expandindo ( 12 ) ao redor do máximo de transmissão, temos para a função de modulação por duplo-passo:

$$a(t) = \exp[-\delta^2 \cdot (\Omega_e t)^2] \tag{14}$$

A função de transferência do meio de ganho por duplo-passo, desconsiderando a parte imaginária (efeitos de atraso), é dada por:

$$g(\omega) = \exp\{\gamma[1 - 4(\omega - \omega_0)^2 / (\Delta\omega)^2]\} \tag{15}$$

onde  $\gamma$  é o ganho estacionário para a amplitude, relacionado com o fator de perdas para a intensidade por:  $\gamma = L/2$ .

Seja o pulso inicial considerado,  $f_1(t)$ , dado por:

$$f_1(t) = Ae^{-\alpha_1 t^2} e^{i(\omega_0 t - \beta_1 t^2)} \tag{16}$$

onde considerou-se uma varredura em frequências dada por  $\omega(t) = \omega_0 + 2\beta_1 t$ . A transformada de Fourier deste pulso é:

$$F_1(\omega) = (A/2) \sqrt{1/[\pi(\alpha_1 - \beta_1)]} e^{-i(\omega - \omega_0)^2 / [4(\alpha_1 - \beta_1)]} \quad (17)$$

Um duplo-passo pelo meio de ganho e uma reflexão pelo espelho levam a:

$$F_2(\omega) = F_1(\omega) g(\omega) r_1 = (r_1 A/2) e^\gamma \sqrt{1/[\pi(\alpha_1 - \beta_1)]} e^{-i(\omega - \omega_0)^2 / [4(\alpha_1 - \beta_1)]} \quad (18)$$

onde:

$$Q = 1 / [4(\alpha_1 - \beta_1)] + 4\gamma / \Delta\omega^2 \quad (19)$$

Transformando de volta para o domínio temporal, temos:

$$f_2(t) = [r_1 A e^\gamma / (2\pi)] \sqrt{\pi / (\alpha_1 - \beta_1)} e^{-\alpha_0^2 Q} \sqrt{\pi / Q} e^{-i(2\omega_0 Q - t)^2 / 4} \quad (20)$$

Um duplo-passo pelo modulador e uma reflexão pelo espelho levam a:

$$f_3(t) = [r_1 r_2 A e^\gamma / 2] \sqrt{1 / Q(\alpha_1 - \beta_1)} e^{i\omega_0 t} e^{-[\delta^2 \Omega^2 + 1/(4Q)] t^2} \quad (21)$$

Para a auto-consistência dos pulsos, requer-se que  $f_3(t)$  seja uma réplica de  $f_1(t)$ . Assim:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \delta^2 \Omega^2 + \text{Re}[1/(4Q)] \\ \beta_1 &= -\text{Im}[1/(4Q)] \end{aligned} \quad (22)$$

usando a definição de  $Q$ , a segunda equação de (22) requer que  $\beta_1 = 0$ , ou seja, a solução auto-consistente requer que não exista varredura em frequência. Assim, a primeira equação de (22) se torna:

$$\alpha_1 = \delta^2 \Omega^2 + \alpha_1 / [1 + (16\gamma\alpha_1 / \Delta\omega^2)] \quad (23)$$

Assumindo:  $16\gamma\alpha_1 / \Delta\omega^2 \ll 1$ , temos:  $\alpha_1 = \sqrt{\delta^2 / \gamma} (\Omega\Delta\omega / 4)$

Da definição do pulso Gaussiano, expressão (16), a largura do pulso nos pontos de meia intensidade é dada por:  $\tau_p = \sqrt{2 \ln 2} / \sqrt{\alpha_1}$ . Assim, o pulso auto-consistente tem largura dada por:

$$\tau_p = \frac{\sqrt{\sqrt{2} \cdot \ln 2}}{\pi} \cdot \frac{\sqrt{\sqrt{L} / \delta}}{\sqrt{\Delta v_{axial} \cdot \Delta v_{meio}}} \quad (24)$$

A largura espectral dos pulsos Gaussianos é dada pela relação:  $\tau_p \cdot \Delta v_p = 2 \ln 2 / \pi \approx 0,44$

Considerando que próximo ao pico do pulso ( $t \ll \tau_p$ ),  $E(t)$  pode ser caracterizado por uma curva parabólica no tempo:  $E(t) = E_0 (1 - t^2 / \tau_p^2)$ , após passar pelo modulador de amplitude, que tem transmissão:  $a \approx 1 - \delta^2 \cdot (\Omega t)^2 / 2$ , o pulso tem sua largura temporal modificada para  $\tau_p^b$ , tal que:

$$\frac{1}{\tau_p^{b2}} = \frac{1}{\tau_p^2} + \frac{\delta^2 \cdot \Omega^2}{2} \quad (25)$$

A taxa de encurtamento do pulso produzida pelo modulador por passo (PSR),  $\Delta\tau_p / \tau_p$ , é portanto dada por:

$$\frac{\Delta\tau_p}{\tau_p} = \frac{\delta^2 \Omega^2}{4} \cdot \tau_p^2 \quad (26)$$

Assim, conforme o pulso fica mais estreito, a efetividade do modulador (isto é, a PSR) diminui significativamente. Como iremos verificar, esta é a principal diferença entre o acoplamento de modos por mecanismo ativo e as técnicas passivas.

### 2.4.1.2 Modulação de fase

O acoplamento de modos pode ser também induzido pela modulação interna de fase, ao invés de modular-se as perdas. Isso é usualmente feito utilizando-se um modulador de fase, tal que a onda que passa por um cristal eletro-óptico sofre um atraso de fase proporcional ao campo elétrico instantâneo através do cristal. A frequência de modulação é igual, como no caso da modulação de perdas, ao inverso do período do ressonador, ou seja, a frequência de separação entre modos longitudinais. A luz que passa pelo modulador eletro-óptico será deslocada em frequência, a menos que passe exatamente no instante no qual a modulação de fase  $\delta_\phi(t)$  é estacionária em um de seus extremos. A porção do campo de radiação circulante que passa pelo modulador FM em qualquer outro instante recebe um desvio Doppler proporcional a  $d\delta_\phi/dt$ , e os repetidos desvios Doppler em passos sucessivos através do modulador eventualmente deslocam a sua frequência para fora da banda de frequência do meio de ganho. Assim, o efeito do modulador de fase é similar ao do modulador de perdas, e a discussão prévia para o caso AM pode ser aplicada. Como mostrado na figura 12, a existência de dois extremos de modulação por período gera uma incerteza de fase na posição do pulso. A variação quadrática de  $\delta_\phi(t)$  durante a passagem do pulso leva porém a uma varredura em frequência nos pulsos gerados por esta técnica de acoplamento de modos. A função de transmissão para o campo elétrico do feixe que atravessa o modulador próximo aos extremos de excursão de fase, é aproximadamente dada por:

$$a(t) = \exp[\pm i\delta_\phi \cdot (\Delta\omega_{axial} \cdot t)^2] \quad (27)$$

Uma análise idêntica àquela para o caso AM leva a:

$$\tau_p = \frac{\sqrt{\sqrt{2} \cdot \ln 2}}{\pi} \cdot \frac{(L/\delta)^{1/4}}{\sqrt{\Delta v_{axial} \cdot \Delta v_{meio}}} \quad (28)$$

Nesse caso, a auto consistência leva à existência de pulsos com varredura em frequência, dada por:

$$\beta = \pm \pi^2 \cdot \Delta v_{axial} \cdot \Delta v_{meio} \cdot \sqrt{\frac{2\delta_\phi}{L}} \quad (29)$$

### 2.4.1.3 Bombeamento síncrono

Um terceiro caso de acoplamento de modos ativo é aquele no qual o *ganho* do laser é modulado, ao invés das perdas ou fase. No caso de um laser bombeado opticamente por outro laser, isso é comumente obtido utilizando-se o laser de bombeamento já no regime de acoplamento de modos. No caso do bombeamento por um laser de semicondutor, deve-se ressaltar que este último pode ser operado na frequência desejada sem estar no regime de acoplamento de modos. O comprimento  $l'$  da cavidade do segundo laser deve ser então ajustado,

tal que o período de repetição desse segundo laser ( $2\ell'/c$ ) seja igual ao dos pulsos de bombeamento. Os pulsos gerados por acoplamento de modos estão, assim, em sincronismo com aqueles do laser de bombeamento, e este método é usualmente conhecido como “bombeamento síncrono”. O mesmo tipo de bombeamento pode ser obtido em um laser de semiconductor, modulando-se a corrente de bombeamento na junção do diodo em uma taxa de repetição igual a  $c/2\ell'$ . O esquema geral desse tipo de bombeamento está indicado na figura 14.

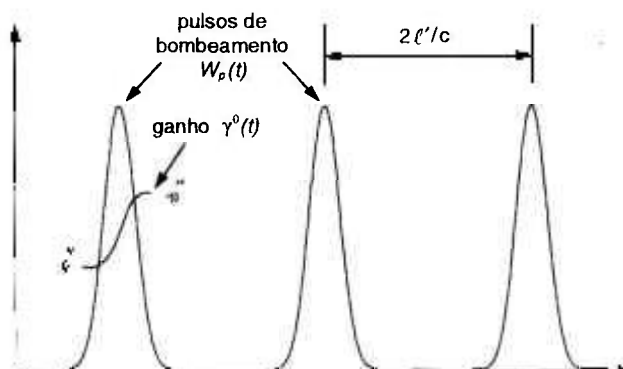


figura 14: Comportamento temporal da taxa de bombeamento  $W_p(t)$  em um laser com bombeamento síncrono

Da discussão do acoplamento de modos AM, pode-se inferir que os pulsos irão tender a passar através do meio ativo nos instantes de máximo ganho. A taxa de encurtamento do pulso ( $\Delta\tau_p/\tau_p$  ou PSR) produzida pela modulação do ganho será tanto maior quanto menor for a janela temporal definida por essa modulação. Dois mecanismos principais definem a largura dessa modulação:

- 1) O tempo de subida do ganho depende inversamente da taxa de bombeamento,  $W_p(t)$ , que por sua vez é diretamente proporcional à energia dos pulsos de bombeamento e inversamente à sua duração temporal (assim, quanto mais estreitos os pulsos do primeiro laser, maior a PSR, e portanto, mais estreitos são os pulsos gerados).
  - No caso de bombeamento óptico, a intensidade do feixe de bombeamento (inversamente proporcional à área deste feixe), a seção de choque de absorção e a concentração total de centros, são outros parâmetros disponíveis para se aumentar esta taxa.
- 2) A velocidade da saturação do ganho depende da taxa de emissão estimulada:

$$W_{st}(t) = \frac{\sigma_{21}}{h\nu} I(t) \quad (30)$$

ou seja, depende diretamente da seção de choque de emissão estimulada, diretamente do fator de qualidade do ressonador e inversamente da área do modo na região do meio ativo.

Estas características da modulação do ganho estão esquematizadas na figura 15.

Devido aos mecanismos expostos para a modulação do ganho, esse método é frequentemente utilizado em sistemas onde o meio ativo tem seção de choque de emissão alta ( $10^{-17} \text{ cm}^2$ ), tais como lasers de corante, centros de cor, e semicondutores. Entretanto, em sistemas onde os meios ativos têm valores menores de seção de choque ( $10^{-19} \text{ cm}^2$ ), tais como

Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Nd:YAG, etc., esta técnica de acoplamento de modos pode ser utilizada com sucesso, se as áreas dos feixes de emissão e bombeamento na região do meio ativo forem minimizadas, e para altos valores de potência de bombeamento e fator de qualidade do ressonador.

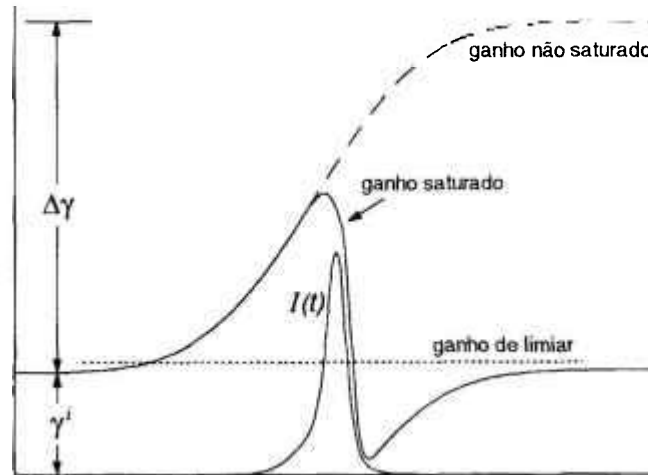


figura 15: Modulação do ganho em um sistema laser operando no regime de acoplamento de modos por bombeamento síncrono.

Em sistemas de alto ganho, como o centro de cor KCl:Ti<sup>3+</sup>(1) por exemplo, o ganho de limiar (figura 15) deve ser ajustado cuidadosamente para se evitar a formação de um segundo pulso em um mesmo período do ressonador.

Um estudo desse regime no domínio temporal<sup>59</sup> permite a previsão da forma dos pulsos gerados por acoplamento de modos:

$$I(t) = I_0 \operatorname{sech}^2(t/\tau_p) \quad (31)$$

onde  $I_0$  é a intensidade de pico do pulso, que é inversamente proporcional ao tempo de duração do pulso bombeador, e  $\tau_p$  é proporcional à raiz quadrada do tempo de duração do pulso bombeador dividido pela largura de banda do ressonador.  $\tau_p$  é também inversamente proporcional ao logaritmo da refletividade do espelho de saída do ressonador multiplicada pelo ganho no pico do pulso e diretamente proporcional à diferença entre os comprimentos (ópticos) dos ressonadores.

### 2.4.2 Regimes de acoplamento de modos passivo

Para a obtenção do regime de acoplamento de modos por modulação *ativa* de parâmetros, as condições básicas necessárias resumem-se em: 1) sincronismo entre o período de modulação e o período do ressonador; e 2) profundidade de modulação,  $\delta$ , diferente de zero. Assim, qualquer pequena modulação é suficiente para a obtenção do regime. Isto se deve ao fato de que as características da modulação não são alteradas pelo campo intracavidade (não estritamente verdadeiro no caso da técnica de bombeamento síncrono). Além disso, conforme o pulso fica mais estreito, a efetividade da modulação no encurtamento do pulso diminui significativamente. Este não é o caso em sistemas com acoplamento de modos passivo. Esta técnica baseia-se no uso de um elemento não-linear intracavidade, que promove uma perda decrescente com intensidades crescentes do pulso. Os pulsos produzidos com esta técnica são muito mais curtos, pois a intensidade de pico e a ação do absorvedor saturável crescem conforme o pulso é encurtado. São denominados absorvedores saturáveis *reais* aqueles que usam excitação ressonante e uma população do estado excitado para produzir a saturação da absorção. Nesse caso, o tempo de recuperação do absorvedor é determinado pelo tempo de relaxação da população do estado excitado.

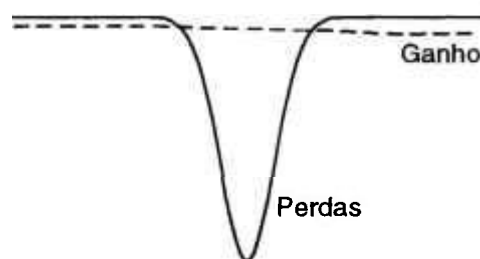


figura 16: Técnica de acoplamento de modos com absorvedor saturável rápido. O eixo horizontal corresponde a um intervalo temporal comparável à duração do pulso óptico.

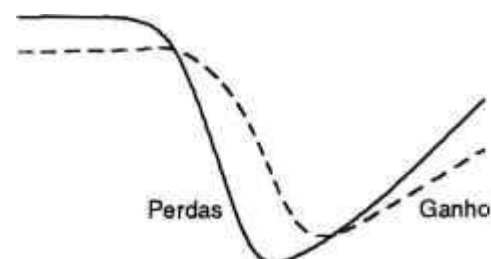


figura 17: Técnica de acoplamento de modos com absorvedor saturável lento. O eixo horizontal corresponde a um intervalo temporal comparável à duração do pulso óptico.

As condições necessárias para a obtenção desse regime dependem, em uma primeira análise, do tempo de resposta do elemento não-linear utilizado. Duas técnicas de acoplamento de modos por absorvedores saturáveis são comumente usadas: *acoplamento de modos por um absorvedor saturável rápido* ou *acoplamento de modos por um absorvedor saturável lento*. Em ambos os casos, as condições de: bombeamento, saturação do ganho, perdas do ressonador, etc, devem ser tais que o *ganho líquido* do laser possua uma, e apenas uma, janela temporal de ganho positivo em um período do ressonador. No caso da técnica que considera um absorvedor saturável rápido, o absorvedor recupera a sua absorção inicial em uma escala de tempo muito inferior à duração do pulso óptico. Nesse caso, supõe-se também que o ganho não apresenta variação significativa durante a passagem do pulso, como mostra a figura 16. No caso da técnica com um absorvedor saturável lento, com tempo de resposta muito superior à duração do pulso, o ganho do laser deve também saturar durante a passagem do pulso. A ação combinada de

absorção saturável e ganho saturável deve levar à existência de uma janela temporal de ganho líquido positivo durante a passagem do pulso, como mostra a figura 17. Tanto no caso de modulação *síncrona* do ganho (seção 2.4.1.3), quanto no caso de modulação passiva por um absorvedor saturável lento, é fundamental o papel desempenhado por esta saturação do ganho na formação do pulso.<sup>26</sup>

A primeira explicação dos mecanismos “rápido” e “lento” é devida a New,<sup>27</sup> que, através do uso de um modelo para o laser com absorvedor saturável, pôde também realizar um exame da evolução do pulso de acoplamento de modos a partir da distribuição temporal (inicial) uniforme da energia do laser. Condições mais detalhadas para a estabilidade dos pulsos no regime estacionário, que depende das taxas de recuperação e do período do ressonador, foram posteriormente melhor estabelecidas por Haus.<sup>28-30</sup> O formalismo apresentado a seguir baseia-se naquele elaborado por este último autor.

### 2.4.2.1 Equação fundamental

Os mecanismos físicos fundamentais em um dado sistema laser, que levam à formação do regime de auto-acoplamento de modos (ou ML passivo), são as *perdas lineares*, a *ação limitadora espectral do meio de ganho* (de largura de banda  $\Delta\omega_g$ ), a *dispersão da velocidade de grupo*,<sup>\*</sup> e o *mecanismo de absorção saturável*.

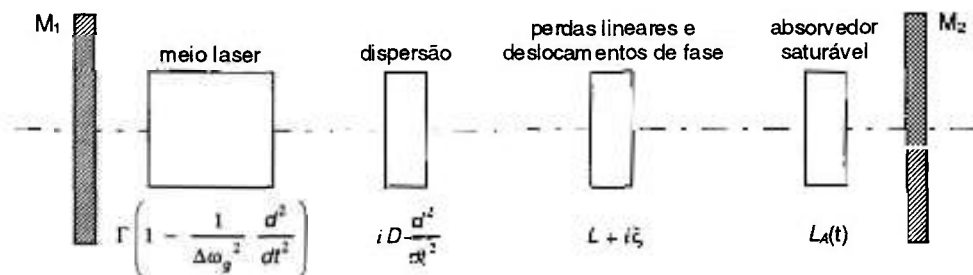


figura 18: Arranjo esquemático considerado para o acoplamento de modos passivo

Condição de autoconsistência do regime: Conside-se o esquema para a cavidade laser mostrado na figura 18, onde são mostradas as expressões para duplo-passo em cada elemento, e um pulso óptico  $v(t)$  que realiza uma viagem completa no ressonador. Assim, temos para  $v_{n+1}(t)$ :

$$v_{n+1}(t) = \left[ 1 - L - i\xi + \Gamma \left( 1 - \frac{1}{\Delta\omega_g^2} \frac{d^2}{dt^2} \right) + iD \frac{d^2}{c^2 dt^2} - L_A(t) \right] \cdot v_n(t - T_R) \quad (32)$$

onde as refletividades dos espelhos  $M_1$  e  $M_2$  estão consideradas no parâmetro de perdas logarítmicas,  $L$ . Para a autoconsistência do regime:  $v_{n+1}(t) = v_n(t - T_R + \delta t)$ . Expandindo em primeira ordem em  $\delta t$ , temos a equação fundamental:

\* Uma definição mais cuidadosa dos efeitos de dispersão, assim como uma análise de suas consequências, será realizada em um item posterior neste trabalho.

$$\left[ L + i\xi - \Gamma(t) \left( 1 - \frac{1}{\Delta\omega_g^2} \frac{d^2}{dt^2} \right) - iD \frac{d^2}{dt^2} + \delta t \frac{d}{dt} + L_A(t) \right] v(t) = 0 \quad (33)$$

Pode-se considerar a amplitude do operador limitador de largura de banda ( $\Delta\omega_g^{-2} d^2/dt^2$ ) como proporcional ao ganho saturado médio, e portanto, pode ser aproximada pelo valor médio total de perdas da cavidade,  $L + \langle L_A \rangle$ . Para simplificar a expressão ( 33 ), iremos considerar  $L \gg \langle L_A \rangle$  (pequena modulação). Além disso, para uma avaliação geral do regime, ou em sistemas onde os efeitos de dispersão e deslocamentos de fase são pequenos, pode-se também desconsiderar os termos ( $iD d^2/dt^2$ ) e ( $i\xi$ ). Introduzindo as grandezas normalizadas:

$$g(t) \equiv \Gamma(t)/L \quad ; \quad q(t) \equiv L_A(t)/L \quad ; \quad \tau_d \equiv \Delta\omega_g \delta t / L \quad (34)$$

temos a equação fundamental simplificada:

$$\left( g_T(t) + \frac{1}{\Delta\omega_g^2} \frac{d^2}{dt^2} - \frac{\tau_d}{\Delta\omega_g} \frac{d}{dt} \right) v = 0 \quad (35)$$

onde  $g_T(t) = g(t) - q(t) - 1$  é o ganho total (ou líquido) do laser. As equações ( 33 ) e ( 35 ) são bastante abrangentes para regimes de acoplamento de modos. Por exemplo, se  $L_A(t)$  for substituído pela função de modulação de um modulador acústico-óptico, a solução de ( 35 ) é uma Gaussiana (como ( 16 )), com largura dada por ( 24 ).

### 2.4.2.2 Sistemas com perdas saturáveis de resposta lenta

A diferença de população de um absorvedor saturável,  $n_A$ , deve obedecer a:

$$\frac{\partial n_A}{\partial t} = -\frac{n_A - n_e}{\tau_A} - \frac{\sigma_A}{h\nu_0 A_A} |v(t)|^2 n_A \quad (36)$$

onde  $n_e$  é a diferença de população de equilíbrio,  $\tau_A$  é o tempo de vida do nível superior,  $\sigma_A$  é a seção de choque de absorção e  $A_A$  é a área do feixe no absorvedor. Se a dependência temporal do processo (p.ex.  $v(t)$ ) é considerada rápida comparada com  $\tau_A$ , pode-se desprezar o primeiro termo do lado direito da equação. Assim,  $n_A(t) = n_e e^{-E(t)/E_A}$ , onde:

$$E(t) = \int^t |v(t)|^2 dt \quad ; \quad E_A = \frac{h\nu_0 A_A}{\sigma_A} \quad (37)$$

$E_A$  é a energia de saturação do absorvedor. A absorção logarítmica por duplo-passo é dada por:  $L_A(t) = 2\ell \sigma_A n_A(t)$ . Assim,

$$L_A(t) = L_A^0 \cdot e^{-\frac{E(t)}{E_A}} \quad (38)$$

Analogamente ao absorvedor saturável, o ganho logarítmico por duplo-passo no meio ativo é dado por:

$$\Gamma(t) = \Gamma^{(l)} \cdot e^{-\frac{E(t)}{E_L}} \quad (39)$$

onde:

$$E_L = \frac{h\nu_0 A_L}{\sigma_L} \quad (40)$$

é a energia de saturação para a transição laser, onde  $\sigma_L$  é a seção de choque de emissão estimulada e  $A_L$  é a área do feixe no meio ativo. A condição de equilíbrio para o ganho é dada por:

$$\left[ \Gamma^0 - \Gamma^{(i)} \cdot e^{-E_p/E_L} \right] e^{-T_R/\tau_2} = \Gamma^0 - \Gamma^{(i)} \quad (41)$$

onde:  $E_p$  é a energia total do pulso,  $\tau_2$  é o tempo de vida do nível laser superior,  $\Gamma^0$  é o ganho máximo e  $T_R$  é o período do ressonador.

Reescrevendo os termos da expressão ( 35 ) de acordo com os comportamentos previstos para o absorvedor e o meio de ganho, e expandindo os fatores:  $e^{-E/EL}$  até 1ª ordem e  $e^{-E/EA}$  até 2ª ordem, temos:

$$\left[ (1+q_0 - g^{(i)}) - \left( q_0 - g^{(i)} \frac{E_A}{E_L} \right) \frac{E}{E_A} + \frac{q_0}{2} \left( \frac{E}{E_A} \right)^2 \right] v + \frac{\tau_d}{\Delta\omega_g} \frac{dv}{dt} - \frac{1}{\Delta\omega_g^2} \frac{d^2v}{dt^2} = 0 \quad (42)$$

Uma solução possível para ( 42 ) é:

$$v(t) = \frac{\sqrt{V_0 E_A / 2 \tau_p}}{\cosh(t / \tau_p)} \quad (43)$$

onde  $V_0 = E_p / E_A$ . Como  $E(t) = \int^t |v(t)|^2 dt$ , temos:  $E(t) = E_A \cdot (V_0 / 2) \cdot [1 + \tanh(t / \tau_p)]$ . Substituindo esta solução na equação ( 42 ) e igualando os coeficientes das três funções hiperbólicas, pode-se determinar as três incógnitas do problema:  $V_0$ ,  $\tau_p$ , e  $\tau_d$ . A equação para  $V_0$  obtida com este procedimento é:

$$-(1+q_0 - g^{(i)}) + \left( q_0 - \frac{g^{(i)}}{s} \right) \frac{V_0}{2} - \frac{3}{16} q_0 V_0^2 = 0 \quad (44)$$

onde:  $s \equiv E_L / E_A$  (45)

Condições de limite para o regime - análise do ganho total: Utilizando as equações ( 38 ) e ( 39 ), considerando as expansões dos fatores:  $e^{-E/EL}$  até 1ª ordem e  $e^{-E/EA}$  até 2ª ordem, e definindo a energia do pulso normalizada:  $U(t) \equiv E(t) / E_A$ , temos para o ganho total:

$$g_T(U) = -(1+q_0 - g^{(i)}) + \left( q_0 - \frac{g^{(i)}}{s} \right) U - \frac{1}{2} q_0 U^2 \quad (46)$$

O sistema deve oferecer um ganho positivo durante a passagem do pulso, isto é, o coeficiente  $(q_0 - g^{(i)}/s)$  deve ser positivo:

$$g^{(i)} < s \cdot q_0 \quad (47)$$

O ganho líquido deve ser negativo antes e depois da passagem do pulso. Assim, a energia total do pulso deve satisfazer os critérios:

$$g_T(0) = g^{(i)} - 1 - q_0 \leq 0 \quad (48)$$

$$g_T(V_0) \leq 0 \quad (49)$$

Assim, considerando as soluções de ( 44 ) para a energia do pulso, o limite inferior (critério ( 48 )) é dado por:

$$V_{\text{li}} = \frac{8}{3} \left( 1 - \frac{g^{(i)}}{s \cdot q_0} \right) \quad (50)$$

O limite superior (critério ( 49 )) é:

$$V_{\text{ls}} = \frac{8}{5} \left( 1 - \frac{g^{(i)}}{s \cdot q_0} \right) \quad (51)$$

No limite inferior, o ganho inicial é dado diretamente pela igualdade em ( 48 ), ou seja,  $g^{(i)} = 1 + q_0$ . No limite superior (igualdade em ( 49 )), o ganho inicial é obtido através da substituição de ( 51 ) em ( 46 ):

$$\frac{16}{50} \left( q_0 - \frac{g^{(i)}}{s \cdot q_0} \right)^2 - (1 + q_0 - g^{(i)}) = 0 \quad (52)$$

O ganho máximo (proporcional à intensidade de bombeamento) normalizado,  $g_0$ , pode ser obtido utilizando-se a expressão ( 41 ). Assim, *pôde-se definir limites para a estabilidade do regime de pulso único, na forma de curvas no plano ( $g_0 \times q_0$ )*.

Uma equação para a largura temporal dos pulsos,  $\tau_p$ , pode ser obtida utilizando-se o mesmo procedimento que levou à expressão ( 44 ). Assim:

$$\tau_p = \frac{4}{\Delta\omega_g \cdot V_{\text{li}} \cdot \sqrt{q_0}} \quad (53)$$

### 2.4.2.3 Sistemas com perdas saturáveis de resposta rápida

Se o tempo de relaxação  $\tau_A$  do absorvedor saturável é rápido, comparado com a taxa de mudança da intensidade do campo óptico,  $|v(t)|^2$ , a diferença de população pode ser considerada uma função instantânea desta intensidade (ver expressão ( 36 )). A perda introduzida pelo absorvedor é então dada por:

$$q(t) = q_0 \cdot \left( 1 - |v(t)|^2 / P_A \right) \quad (54)$$

onde  $P_A = (h\nu_0 A_A) / (\sigma_A \tau_A)$  é a *potência de saturação* do absorvedor,  $A_A$  é a área do feixe no absorvedor, e  $\sigma_A$  e  $\tau_A$  são a seção de choque e o tempo de relaxação do absorvedor, respectivamente.

Assumindo que o tempo de relaxação do meio de ganho é lento comparado com a taxa de repetição dos pulsos, pode-se assumir que o ganho não tem nenhuma dependência temporal apreciável, sendo uma função da potência média como no regime c.w.

Para a autoconsistência dos pulsos na cavidade, partimos da equação fundamental simplificada (ver equações ( 33 ) e ( 35 ), e a discussão correspondente):

$$\left[ 1 + q_0 - g \left( 1 + \frac{1}{\Delta\omega_g^2} \frac{d^2}{dt^2} \right) \right] v - q_0 \frac{|v|^2}{P_A} v = 0 \quad (55)$$

A solução para esta equação é:

$$v(t) = \frac{\sqrt{2 \cdot g \cdot P_A / (q_0 \cdot \tau_p^2 \cdot \Delta\omega_g^2)}}{\cosh(t / \tau_p)} \quad (56)$$

esta solução é obtida facilmente agrupando-se os parâmetros de ( 55 ) em uma definição prévia do parâmetro  $\tau_p$ , tal que:  $1 + q_0 - g = g / (\Delta\omega_g^2 \cdot \tau_p^2)$ . Considerando a potência média dos pulsos ( $E_p/T_p$ ), a saturação do ganho (lado esquerdo de ( 10 )), e esta última definição citada (para  $\tau_p$ ), obtém-se uma condição para o ganho não-saturado,  $g_0$ , em função da largura temporal dos pulsos,  $\tau_p$ , e da taxa de repetição dos pulsos,  $T_p$ . Definindo:

$$\varepsilon \equiv (\Delta\omega_g \cdot \tau_p)^{-1} \quad (57)$$

$$K \equiv (P_L / P_A) \cdot \Delta\omega_g \cdot T_p / 4 \quad (58)$$

temos:

$$g_0 = \frac{1 + \varepsilon^2 + \varepsilon \cdot (1 + q_0) / (K \cdot q_0)}{(1 + \varepsilon^2)^2} \cdot (1 + q_0) \quad (59)$$

Esta equação apresenta uma única solução para  $\varepsilon$  somente quando:

$$\frac{(K \cdot q_0)}{(1 + q_0)} = \frac{(1 - 3 \cdot \varepsilon^2)}{2 \cdot \varepsilon \cdot (1 + \varepsilon)} \quad (60)$$

A equação para  $g_0$ , com a condição para solução única, define uma curva no plano ( $g_0 \times q_0$ ), que é o limite para a geração de pulso único. Um segundo limite (inferior) para  $g_0$  pode ser obtido restringindo-se os valores de  $\varepsilon$  para pulsos não excessivamente longos:  $\varepsilon > 0,1$

#### 2.4.2.4 Condições para o regime auto-iniciado

*Equação fundamental:* Como o tempo de formação do regime de acoplamento de modos com pulso único é, no mínimo, da ordem de  $T_R$ , os termos de dispersão e atraso temporal no meio ativo:  $(\Gamma/\Delta\omega_g^2) d^2/dt^2$  e  $(\Gamma/\Delta\omega_g) d/dt$  podem ser desconsiderados na equação fundamental (por exemplo, expressões ( 33 ) ou ( 55 )), pois afetam o processo apenas por tempos comparáveis com a duração temporal do pulso. Considerando-se o limite onde a mudança por passo é pequena, tal que:

$$\frac{v_{n+1}(t) - v_n(t - T_R)}{T_R} \equiv \frac{d}{dt} v \quad (61)$$

então a equação básica para  $v$  é:

$$\frac{d}{dt} v = - \frac{1}{2 \cdot \tau_C} [1 + q - g] v \quad (62)$$

onde  $\tau_C = T_R / (2 \cdot L)$  é o tempo de vida dos fótons no ressonador. As equações de taxa para a absorção e o ganho são dadas por (ver expressão ( 36 ) e discussão):

$$\frac{d}{dt}q = -\frac{q - q_0}{\tau_A} - q \cdot \frac{P(t)}{E_A} \quad (63)$$

$$\frac{d}{dt}g = -\frac{g - g_0}{\tau_L} - g \cdot \frac{P(t)}{E_L} \quad (64)$$

*Evolução de perturbações:* Considere-se que a amplitude do campo intracavidade consiste de uma parte constante  $v_S$  (c.w.) e uma perturbação  $\delta v$  que evolui. A parte sem dependência temporal deve obedecer a relação:  $[1 + q_S + g_S] \cdot v_S = 0$ . Usando as formas estacionárias de ( 63 ) e ( 64 ), temos:

$$1 + \frac{q_0}{1 + \frac{P_S \tau_A}{E_A}} - \frac{g_0}{1 + \frac{P_S \tau_L}{E_L}} = 0 \quad (65)$$

Considerando uma perturbação de ( 62 ),  $q = q_S + \delta q$  e  $g = g_S + \delta g$ , obtemos:

$$\frac{d}{dt} \delta v = -\frac{1}{2 \cdot \tau_C} [\delta q - \delta g] v_S \quad (66)$$

Para a iniciação de um pulso de acoplamento de modos, a perturbação deve ter um período que corresponda a um submúltiplo de  $T_R$ :

$$\delta v = a \cdot e^{i\phi} \cdot e^{\frac{2\pi m}{T_R} t} \quad (67)$$

A introdução de  $P(v_S + \delta v)$  com uma conveniente normalização, em ( 63 ) e ( 64 ), leva às perturbações  $\delta q$  e  $\delta g$ . Substituindo na expressão ( 66 ), temos:

$$\frac{da}{dt} + ia \frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{2\tau_C} (Y_A - Y_L) a \quad (68)$$

onde:

$$Y_A = \frac{g_S \cdot P_S / P_A}{1 + P_S / P_A + i \frac{2\pi m}{T_R} \tau_A} \quad ; \quad Y_L = \frac{g_S \cdot P_S / P_L}{1 + P_S / P_L + i \frac{2\pi m}{T_R} \tau_L} \quad (69)$$

A perturbação irá crescer se  $(da/dt) > 0$ , ou seja, se:  $\text{Re}[Y_A - Y_L] > 0$ :

$$\frac{q_0 / P_A}{(1 + P_S / P_A)^2 + (2\pi m \tau_A / T_R)^2} > \frac{g_0 / P_L}{(1 + P_S / P_L)^2 + (2\pi m \tau_L / T_R)^2} \quad (70)$$

Pode-se eliminar  $P_S$  da expressão ( 70 ) usando ( 65 ), e assim obter-se uma relação entre  $g_0$  e  $q_0$  que consiste na fronteira para a iniciação do regime de acoplamento de modos.

### 2.4.2.5 Estabilidade contra oscilações de relaxação

Considerando a equação fundamental ( 62 ), multiplicando por  $v^*$  e somando ao c.c.:

$$\frac{d}{dt} P = - \frac{1}{\tau_C} [1 + q - g] P \quad (71)$$

uma perturbação desta última equação leva a:

$$\frac{d}{dt} \delta P + \frac{1}{\tau_C} [\delta q - \delta g] P_S = 0 \quad (72)$$

Assumindo que  $\tau_A$  é muito menor que a largura temporal da oscilação de relaxação, podemos assumir que  $\delta q$  é uma função instantânea de  $\delta P$ :

$$\delta q = - \frac{q_0}{(1 + P_S/P_A)^2} \frac{\delta P}{P_A} \quad (73)$$

Usando ( 73 ) em ( 72 ) e a equação diferencial ( 64 ), temos um sistema de duas equações diferenciais acopladas para  $\delta P$  e  $\delta g$ . Assumindo a dependência temporal  $\exp(a.t)$ , a análise da equação do determinante leva à observação de instabilidades ( $\text{Re}[a] > 0$ ) para:

$$\frac{q_0 P_S/P_A}{(1 + P_S/P_A)^2} > (1 + P_S/P_L) \frac{\tau_C}{\tau_L} \quad (74)$$

Substituindo a desigualdade por uma igualdade em ( 74 ) obtém-se a equação de uma curva no plano  $g_0 \times q_0$ . O regime de instabilidade é circunscrito pela curva.

### 2.4.3 Comparação entre as técnicas e discussão sobre o modelo

#### • Taxa de encurtamento dos pulsos (PSR) para o regime com absorvedor saturável lento

Conforme mostram as equações ( 38 ) e ( 39 ), em conexão com a figura 17, a *profundidade de modulação*,  $\delta_S$ , depende apenas da energia do pulso, e é portanto independente da largura temporal do pulso. Mas a velocidade, ou curvatura, da modulação (ver figura 17) é determinada pela duração do pulso, pois a largura da janela de ganho líquido estreita proporcionalmente. Em uma aproximação de segunda ordem, a função de modulação pode ser escrita como:  $a_S(t) = 1 - \delta_S \cdot (t^2/\tau_p^2)$ . A mudança na largura de pulso por passo é obtida de:  $1/\tau_p'^2 = 1/\tau_p^2 + \delta_S/\tau_p^2$ , o que leva à expressão para a PSR:

$$\frac{\Delta \tau_p}{\tau_p} = \frac{\delta_S}{2} = \text{const.} \quad (75)$$

#### • Taxa de encurtamento dos pulsos (PSR) para o regime com absorvedor saturável rápido

Como a amplitude da modulação produzida por um absorvedor rápido,  $\delta_F$ , é proporcional à intensidade de pico do pulso (ver expressão ( 54 )), ela depende inversamente da duração do pulso, para uma dada potência média do laser:  $a_F(t) = 1 - (\delta_F/\tau_p) \cdot (t^2/\tau_p^2)$ . A mudança na largura de pulso por passo é obtida de:  $1/\tau_p'^2 = 1/\tau_p^2 + \delta_F/\tau_p^3$ , o que leva à expressão para a PSR:

$$\frac{\Delta\tau_F}{\tau_P} = \frac{\delta_F}{\tau_P} \quad (76)$$

Assim, diferentemente do caso de absorvedor lento, no qual a PSR permanece constante, a dinâmica do absorvedor saturável rápido produz um PSR ainda maior quando o pulso encurta. Entretanto, a desvantagem deste mecanismo é que o encurtamento é muito fraco inicialmente, quando o pulso é longo. Isto leva a problemas de auto-iniciação em sistema com absorvedores rápidos.

#### • Discussão

A figura 19 mostra esquematicamente as taxas de encurtamento dos pulsos (PSR) em função do inverso da largura do pulso ( $1/\tau_P$ ) para os diferentes mecanismos de acoplamento de modos. A partir de um valor crítico para a largura de pulso, a PSR é bastante diminuída, ou pelo menos não pode ser descrita pelo modelo simples utilizado, devido a efeitos de alta ordem. A equação fundamental incorpora muitas aproximações, que são certamente violadas por alguns sistemas laser práticos. Para se obter os parâmetros operacionais precisos sob tais condições, simulações numéricas são necessárias.<sup>2</sup> Alguns efeitos de alta ordem são: 1) em altos níveis de potência, o absorvedor tende a saturar totalmente, tal que o seu efeito de modulação não é mais linear com a intensidade (assim, a duração temporal dos pulsos será um pouco maior que a prevista pelo modelo simples); 2) efeitos de dispersão podem limitar a PSR (mesmo quando a dispersão de segunda ordem é compensada, efeitos de terceira ordem podem ser predominantes para o caso de pulsos muito curtos); 3) as mudanças produzidas pelos elementos individuais são significativas, o que leva a diferentes larguras do pulso (e espectro) em diferentes partes da cavidade - especialmente importante quando da presença de auto-modulação de fase (SPM).

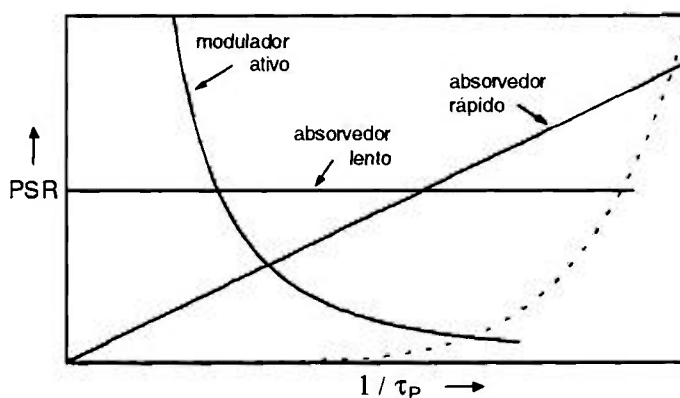


figura 19: Esquema comparativo entre as taxas de encurtamento de pulso, em função do inverso da largura temporal do pulso, para três diferentes mecanismos de acoplamentos de modos. A curva tracejada indica eventuais limitações por efeitos de alta ordem (à direita desta curva).<sup>60</sup>

## 2.4.4 Medidas de pulsos ultracurtos

### 2.4.4.1 Autocorrelação da intensidade

O problema de medir a duração de pulsos ultracurtos provenientes de acoplamento de modos é de grande interesse prático. Como os detetores ópticos mais rápidos possuem resposta temporal de  $\sim 2 \cdot 10^{-11}$  s, é impraticável a utilização destes detetores para medir os pulsos de acoplamento de modos, quando estes possuem largura temporal  $\tau_p < 10^{-11}$  s. Assim, um grande número de técnicas foram inventadas para este propósito, utilizando efeitos ópticos não-lineares para obter-se um traço de autocorrelação espacial da intensidade do pulso óptico. A medida da duração temporal do pulso é portanto substituída pela medida do comprimento espacial do traço de autocorrelação, o que é uma tarefa relativamente simples. Se um pulso individual, pertencente ao trem de pulsos originário do acoplamento de modos do laser, tem largura temporal  $\tau_p \approx 10^{-12}$  s, por exemplo, o comprimento total do sinal de autocorrelação será da ordem de  $c \cdot \tau_p \approx 0,3$  mm. O processo mais largamente utilizado baseia-se na geração de segundo harmônico: quando um pulso óptico  $e_1(t) = \text{Re}[\mathcal{E}_1(t)e^{i\omega t}]$  é incidente em um cristal não-linear, ele gera um pulso óptico de saída com o dobro da frequência,  $e_2(t) = \text{Re}[\mathcal{E}_2(t)e^{2i\omega t}] \propto \text{Re}[\mathcal{E}_1^2(t)e^{2i\omega t}]$ .

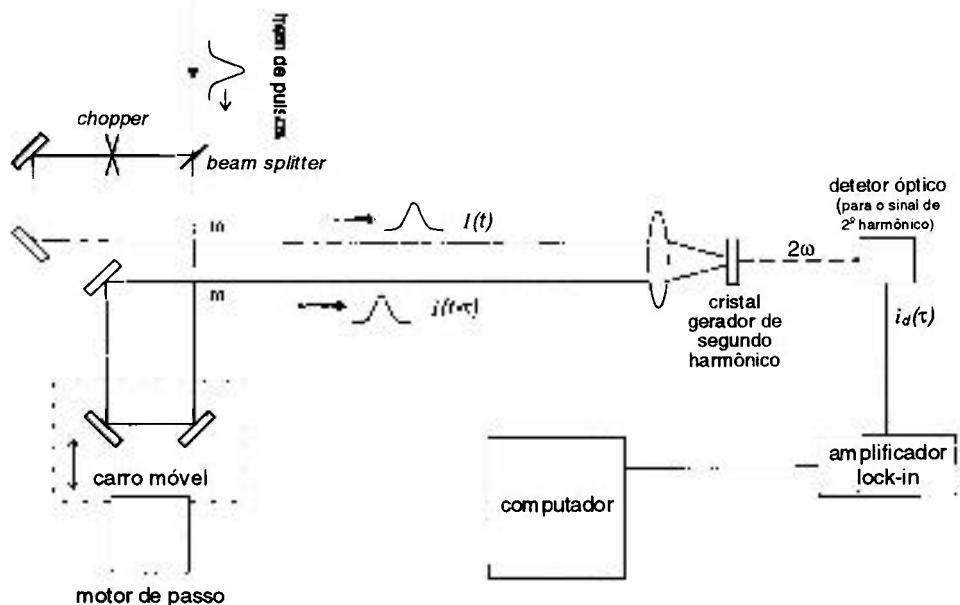


figura 20: Esquema para a medida da largura temporal de pulsos ultracurtos, provenientes do acoplamento de modos, por autocorrelação de segundo harmônico

Um esquema de um sistema de segundo harmônico para medida da largura temporal de pulsos é mostrado na figura 20. Cada pulso individual (do trem de pulsos ultracurtos emitido pelo laser),  $\mathcal{E}_1(t)e^{i\omega t}$ , é dividido em dois pulsos de igual intensidade (por um divisor de feixe). Um destes pulsos é avançado (ou atrasado) por  $\tau$  segundos, relativo ao outro. Os dois pulsos sobrepõem-se novamente no cristal não-linear. O pulso de segundo harmônico gerado pelo cristal

Uma descrição geral dos efeitos ópticos não-lineares será dada no item 2.6.

incide em um detector óptico lento, cuja corrente é integrada sobre um tempo longo comparado com a duração do pulso óptico. O campo óptico incidente no cristal não-linear tem amplitude dada pela soma dos campos direto e retardado:  $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_1(t) + \mathcal{E}_1(t-\tau)e^{-i\omega\tau}$ . A amplitude complexa do campo de segundo harmônico irradiado pelo cristal é proporcional ao quadrado da amplitude complexa do campo incidente:  $\mathcal{E}_2(t) \propto \mathcal{E}_1^2(t) + \mathcal{E}_1^2(t-\tau)e^{-2i\omega\tau} + 2\mathcal{E}_1(t)\mathcal{E}_1(t-\tau)e^{-i\omega\tau}$ . Para uma geometria especial de incidência (e polarizações) dos dois feixes no cristal não-linear, propriedades de simetria do *tensor de susceptibilidade não-linear do cristal* (ver item 2.6) podem fazer com que somente o termo  $2\mathcal{E}_1(t)\mathcal{E}_1(t-\tau)e^{-i\omega\tau}$  seja não-nulo (efeito de segundo harmônico com casamento de fase *tipo II*). O sinal de segundo harmônico,  $e_2(t) = \text{Re}[\mathcal{E}_2(t)e^{2i\omega t}]$ , incide no detector óptico lento (fotomultiplicadora, diodo, etc.) cuja corrente de sinal  $i_d$  é proporcional à intensidade incidente:  $i_d(\tau) \propto \langle I^2(t) \rangle + \langle I^2(t-\tau) \rangle + 4\langle I(t)I(t-\tau) \rangle$ . De maneira geral,  $\langle I^2(t) \rangle = \langle I^2(t-\tau) \rangle$  (para o detector de resposta lenta). Assim, o sinal normalizado do detector é:

$$i_d(\tau) = 1 + 2G^{(2)}(\tau) \tag{77}$$

onde:

$$G^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t-\tau) \rangle}{\langle I^2(t) \rangle} \tag{78}$$

Para o efeito do *tipo II*,  $i_d(\tau) = G^{(2)}(\tau)$ , e nesse caso denomina-se a autocorrelação como *livre de fundo*. A determinação da largura do pulso original a partir do traço de segundo harmônico é relativamente ambígua. Efetuando a integração da expressão (78), pode-se mostrar que a largura à meia altura,  $\Delta\tau$ , de  $G^{(2)}(\tau)$ , é relacionada com a largura à meia altura do pulso original,  $\tau_p$ , de  $I(t)$ , pelos fatores mostrados na Tabela 1, para algumas formas simples de pulso.<sup>56</sup>

$I(t)$	$\Delta\tau / \tau_p$	$\Delta\nu \cdot \tau_p$
1, para $0 < t < \tau_p$	1	0,886
$\exp[-(4 \cdot \ln 2) \cdot t^2 / \tau_p^2]$	$\sqrt{2}$	0,441
$\text{sech}^2[1,76 \cdot t / \tau_p^2]$	1,55	0,315
$\exp[-(\ln 2) \cdot t / \tau_p]$ , para $t > 0$	2	0,110

Tabela 1: Fatores relacionando a largura à meia altura do sinal de autocorrelação com a largura à meia altura do pulso óptico, para algumas formas simples de pulso. Também são mostrados os valores dos produtos entre a largura espectral e temporal,  $\Delta\nu \cdot \tau_p$ , para cada uma destas formas de pulso.

#### 2.4.4.2 Outras formas de caracterização

O conhecimento completo de um pulso ultracurto requer informação sobre a sua amplitude e fase. Entretanto, no método mais popular para a medida de pulsos ópticos ultracurtos, a autocorrelação obtida por segundo harmônico em um cristal não-linear, a informação obtida permite a determinação da largura temporal do perfil de intensidade do pulso apenas no caso de pulsos simétricos. Para pulsos complicados, nenhuma consideração sobre a amplitude do pulso no domínio temporal pode ser feita. Além do mais, a autocorrelação da intensidade não provê

nenhuma informação sobre a fase do pulso. Um outro método comum de investigação é a medida do espectro do trem de pulsos, o que provê informação sobre o perfil de amplitude no domínio espectral. Infelizmente, nenhuma informação sobre a fase do pulso no domínio de frequências pode ser inferida pela medida do espectro, e o perfil temporal do pulso não pode ser obtido pela simples transformação de Fourier desta medida. Assim, nenhum destes dois métodos pode prover uma medida do campo elétrico complexo do pulso, tanto em amplitude como fase.

Muito métodos têm sido propostos para a medida da fase do pulso no domínio espectral (a amplitude pode ser facilmente obtida), o que garantiria uma descrição completa do pulso. Estes métodos baseam-se em: técnicas interferométricas<sup>61</sup> (requerem estabilização mecânica), correlação cruzada espectralmente resolvida com um segundo pulso de banda estreita<sup>23,62</sup> (pulso de referência), e mistura não-linear em um meio Kerr<sup>63</sup> (usa não-linearidade de terceira ordem; assim requer pulsos de alta energia para boa razão sinal-ruído). Um método mais recente baseia-se na medida do espectro do pulso de segundo harmônico produzido por um autocorrelador comum, para vários valores de atraso relativo, e o uso de um algoritmo especial para o cálculo do pulso óptico incidente (amplitude e fase).<sup>64</sup>

## 2.5 Moduladores acusto-ópticos para acoplamento de modos ativo AM

A interação acústo-óptica caracteriza-se por um efeito de difração da luz incidente, devido uma perturbação periódica do índice de refração de um meio, gerada por uma onda acústica<sup>65,66,67</sup>. A intensidade de luz difratada depende tipicamente de cinco fatores<sup>68,69</sup>: (1) o tensor foto-elástico do meio, (2) a potência acústica, (3) o regime de difração, (4) o comprimento de onda óptico e (5) o casamento entre as divergências dos feixes óptico e acústico.

Moduladores acústo-ópticos são comumente usados para o controle temporal da potência óptica intracavidade de sistemas laser. Assim, esses dispositivos são empregados principalmente para atuarem como chaveadores do fator de qualidade do ressonador (em lasers de baixo ganho) e como moduladores síncronos das intensidades dos modos longitudinais do laser. No caso de dispositivos com onda acústica viajante, o tempo de chaveamento óptico é limitado principalmente pela velocidade do som no meio e pelo diâmetro do feixe óptico. Assim, para se obter uma modulação rápida, síncrona com o período do ressonador (ns), são comumente utilizados moduladores com onda acústica *estacionária*. Nestes últimos, a velocidade da modulação depende principalmente da frequência da onda acústica, além dos fatores que determinam a intensidade de luz difratada. Tipicamente<sup>68</sup>, dispositivos acústo-ópticos (AO) introduzem uma perda passiva inferior a 0.5% e são capazes de atingir ativamente modulações de até 90%.

A estrutura usual de dispositivos ultrasônicos tais como moduladores e defletores de luz consiste em um transdutor (lâmina de material piezoelétrico), acoplado por uma de suas faces com um meio de propagação, no qual irradia energia em forma de ondas acústicas, geralmente no modo longitudinal, como esquematizado na figura 21 para um modulador acústo-óptico de onda estacionária.

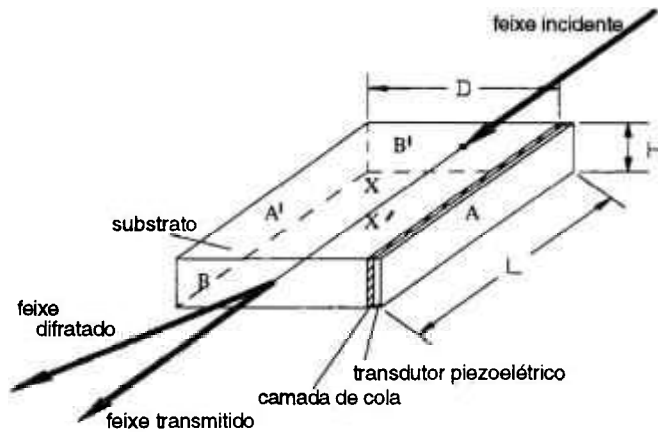


figura 21: Esquema de moduladores acústo-ópticos de onda estacionária para acoplamento de modos (exemplo: dispositivo de Bragg)

### 2.5.1 Esquemas e regimes de operação

Os dois regimes mais importantes de interação acústo-óptica são: o efeito Debye-Sears (ou difração de Raman-Nath)<sup>70,71</sup> e o regime de Bragg<sup>72</sup>. As condições necessárias para a existência de um ou outro efeito são resumidas pelo parâmetro  $Q$  :

$$Q = \frac{K^2 \cdot L}{k} \quad (79)$$

onde  $k$  é o número de onda óptico,  $K$  é o número de onda acústico e  $L$  é o comprimento de interação. Um critério para a existência de  $n$  ordens de difração (*regime Raman-Nath*) é dado por  $(n \cdot Q) \ll 1$ . Define-se por *regime de Bragg* o regime no qual todas as ordens de difração são extintas, o que corresponde a  $Q \gg 1$ . Neste caso entretanto, se o ângulo de incidência for igual ao ângulo de casamento de fase, o feixe óptico é difratado em uma única ordem, em completa analogia com a difração de raios-X ou nêutrons em cristais. O ângulo de casamento de fase é chamado ângulo de Bragg,  $\Theta_B$ , sendo definido por :

$$\Theta_B = \text{arc sen} \left( \frac{\lambda}{2\Lambda} \right) \quad (80)$$

No regime de Bragg e para incidência no ângulo de Bragg, a transmissão do modulador para a amplitude do campo elétrico,  $a(t)$ , é dada por:<sup>73</sup>

$$a(t) = \cos \left( \frac{\pi}{\lambda_0 \cdot \cos \Theta_B} \cdot \sqrt{\frac{L}{2 \cdot H} M_2 P_{ac}} \right) \quad (81)$$

onde  $\lambda_0$  é o comprimento de onda óptico no vácuo,  $H$  é a altura da frente de onda acústica (na aproximação de onda plana e desprezando-se efeitos de difração),  $P_{ac}$  é a potência da onda acústica e  $M_2$  é uma figura de mérito acústo-óptico do material. Para ondas acústicas estacionárias, e no regime de Bragg, a função de transmissão para o campo elétrico (por passo) é dada pela expressão ( 12 ):  $a(t) = \cos[\delta \cdot \text{sen}(\Omega_e t)]$ . A dependência com o comprimento de onda é, de acordo com ( 81 ), dada por:  $\delta(\lambda_2) = [\lambda_1/\lambda_2] \delta(\lambda_1)$ .

### 2.5.2 Parâmetros requeridos

Para os dispositivos com onda de *stress* estacionária, a modulação óptica ocorre na frequência igual a duas vezes a frequência da onda acústica (ou seja, da onda de RF injetada).

De maneira geral, as condições de operação requeridas são :

- i. O meio acústo-óptico deve ser altamente transparente no comprimento de onda utilizado, livre de tensões que possam afetar a polarização ou transmissão do feixe óptico, com boas características térmicas, e as superfícies ópticas devem conter filmes anti-refletores (ou em ângulo de Brewster) para não introduzir perdas passivas significativas.
- ii. O comprimento de onda acústico deve ser tal que o ângulo entre o feixe difratado e o transmitido seja maior que duas vezes o ângulo de difração do feixe intracavidade (modo  $TEM_{00}$  do ressonador), para eliminar efeitos parasitas de reinjeção da 1ª ordem de difração. Assim:  $\Lambda \leq (\pi \cdot w_0 / 4)$ , onde  $w_0$  é a cintura do feixe intracavidade. Tipicamente,  $w_0$  é maior que 200  $\mu\text{m}$ . Assim,  $\Lambda$  deve ser inferior a 160  $\mu\text{m}$ .
- iii. A frequência acústica deve ser igual a metade do inverso do período do ressonador
- iv. A profundidade de modulação, dada por  $\delta$  em ( 12 ) deve ser maximizada. Isso pode ser obtido maximizando-se a figura de mérito acústo-óptico do material ( $M_2$ ) a potência da onda acústica (até o limite térmico do dispositivo), ou o desenho do dispositivo. De acordo com a expressão ( 24 ), a largura do pulso formado por acoplamento de modos AM depende de  $(\delta)^{-1/2}$ . Por exemplo, um valor de profundidade de modulação dada pelo coeficiente de transmissão para a intensidade  $[1 - (a_{\text{máx}})^2] \cong 10\%$  (por passo), corresponde a um parâmetro de modulação  $\delta \cong 0,3$  rad.
- v. Como em qualquer dispositivo de onda estacionária, uma parte da potência acústica circulante no meio de interação é *não-estacionária* (viajante ou transiente). Essa componente do campo acústico deve ser minimizada, pois constitui uma perda constante para o sistema no regime de acoplamento de modos (não atua como modulação em um período de oscilação do ressonador óptico), de magnitude  $L_{AO}$ . Como pode ser visualizado na expressão ( 24 ), a largura do pulso óptico depende de  $(L_{\text{total}})^{1/4}$ . Assim, como  $L_{\text{total}} = L_{\text{laser}} + L_{AO}$ , essas perdas adicionais são responsáveis por um alargamento do pulso, além de um decréscimo na potência média do laser (ver expressão ( 11 )). Requer-se, portanto, que o modulador tenha um alto *fator de qualidade acústico*, para a sua aplicação eficiente como gerador do regime de acoplamento de modos.

## 2.6 Efeitos ópticos não-lineares

Efeitos não-lineares na eletricidade e no magnetismo são conhecidos desde o tempo de Maxwell. Fenômenos eletromagnéticos não-lineares na região óptica, por outro lado, começaram a ser investigados após a invenção do laser, pois normalmente ocorrem durante a interação de feixes laser de alta intensidade com a matéria (o próprio laser é um sistema não-linear). A resposta não-linear de meios dielétricos permite a troca de energia entre várias componentes do campo eletromagnético, de diferentes frequências. Fenômenos tais como, *efeitos eletro-ópticos e magneto-ópticos, geração de segundo harmônico, amplificação paramétrica, espalhamento Raman estimulado, absorção de dois fótons, mistura de ondas, auto-focalização, auto-modulação de fase*, são apenas alguns exemplos, dentre vários. As aplicações são igualmente diversas, tais como, espectroscopia não-linear de alta resolução e multi-fóton, manipulação laser de partículas, detecção de átomos raros e moléculas, dissociação de moléculas, separação isotópica via laser, etc... Dispositivos práticos baseados fortemente em óptica não-linear são atualmente de uso corrente, tais como geradores de segundo harmônico, osciladores paramétricos, lasers Raman, óptica de conjugação de fase, moduladores, etc.

Apesar de que alguns efeitos ópticos não-lineares ressonantes, tais como o bombeamento óptico, absorção saturável, etc., possam ser observados para intensidades moderadas de luz, em geral, entretanto, a observação de efeitos ópticos não-lineares requerem a aplicação de lasers de alta intensidade. De maneira geral, é necessário uma intensidade óptica de aproximadamente 2,5 kW/cm<sup>2</sup> para se induzir uma resposta não-linear em um meio.<sup>74</sup> Cada processo não-linear pode ser descrito como consistindo de duas partes. O campo intenso de luz induz uma resposta não-linear em um meio, e então o meio reage modificando o campo óptico de uma maneira não-linear. A primeira parte é governada por equações constitutivas, e a segunda pelas equações de Maxwell.

### 2.6.1 Susceptibilidades ópticas não-lineares

A resposta não-linear de um meio é caracterizada por sua susceptibilidade não-linear, que por sua vez, pode ser calculada através de dois modelos clássicos, o *modelo do oscilador anarmônico* e o *modelo do gás de elétrons livres*, e por um modelo microscópico (quântico) utilizando-se o formalismo de matriz densidade.<sup>74</sup> As susceptibilidades ópticas não-lineares são propriedades características de um meio, e dependem da sua estrutura detalhada, eletrônica ou molecular. Sua existência é originária da reação do meio provocada por diferentes mecanismos físicos. Considere-se as equações de Maxwell na forma:

$$\begin{aligned}\nabla \wedge \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \wedge \mathbf{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}) + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_{dc} \\ \nabla \cdot (\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}) &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0\end{aligned}\tag{82}$$

onde  $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$  e  $\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$  são os campos elétrico e magnético, respectivamente,  $\mathbf{J}_{dc}(\mathbf{r})$  é a densidade de corrente estacionária, e  $\mathbf{P}(\mathbf{r},t)$  é a polarização elétrica generalizada, que no caso de meios dielétricos se reduz à polarização de dipolo elétrico. Em geral,  $\mathbf{P}$  é uma função de  $\mathbf{E}$  que descreve a resposta total do meio ao campo, e é conhecida como equação constitutiva. Entretanto, deve-se considerar aproximações físicas sobre essa relação, para tornar as soluções matemáticas das equações realizáveis (a polarização  $\mathbf{P}$  é normalmente uma função não-linear complicada de  $\mathbf{E}$ ). Quando  $\mathbf{E}$  é suficientemente fraco, a polarização  $\mathbf{P}$  como função de  $\mathbf{E}$  pode ser expandida como uma série de potências de  $\mathbf{E}$ . A transformação de Fourier desta expansão é:

$$\mathbf{P}(\mathbf{k},\omega) = \mathbf{P}^{(1)}(\mathbf{k},\omega) + \mathbf{P}^{(2)}(\mathbf{k},\omega) + \mathbf{P}^{(3)}(\mathbf{k},\omega) + \dots \quad (83)$$

com:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{(1)}(\mathbf{k},\omega) &= \chi^{(1)}(\mathbf{k},\omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{k},\omega) \\ \mathbf{P}^{(2)}(\mathbf{k},\omega) &= \chi^{(2)}(\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2, \omega = \omega_1 + \omega_2) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{k}_1, \omega_1) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{k}_2, \omega_2) \\ \mathbf{P}^{(3)}(\mathbf{k},\omega) &= \chi^{(3)}(\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3, \omega = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{k}_1, \omega_1) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{k}_2, \omega_2) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{k}_3, \omega_3) \\ &\dots \end{aligned} \quad (84)$$

As susceptibilidades  $\chi^{(n)}(\mathbf{k},\omega)$  são tensores relacionando as componentes do campo elétrico com a polarização resultante, de acordo com a notação Cartesiana:

$$\chi_{ij}^{(1)}(\omega) = \frac{P_j^{(1)}(\omega)}{E_i(\omega)}, \quad \chi_{ijk}^{(2)}(\omega = \omega_1 + \omega_2) = \frac{P_j^{(2)}(\omega)}{E_i(\omega_1)E_k(\omega_2)}, \quad \text{etc.} \quad (85)$$

Na aproximação de dipolo elétrico,  $\chi^{(n)}(\mathbf{k},\omega)$  é independente de  $\mathbf{k}$ . Como descrevem propriedades ópticas de um meio, os tensores de susceptibilidade têm certas propriedades de simetria que refletem a simetria estrutural do meio. Assim, alguns elementos do tensor são nulos e outros são relacionados entre si, reduzindo o número total de elementos independentes. Uma propriedade importante é que  $\chi^{(2)} = 0$ , na aproximação de dipolo elétrico, para um meio com simetria de inversão.<sup>74</sup> Essa consideração de simetria é a mesma usada para o tensor eletro-óptico (que é um caso especial de  $\chi^{(2)}$ , com  $\omega_2 \equiv 0$ ), ou para tensores piezoelétricos.

$\chi_{ij}^{(1)}$  é a susceptibilidade linear.  $\chi_{ij}^{(2)}$  é o termo dominante nos efeitos eletro-óptico (efeito *Pockel's*), soma e diferença de duas frequências, geração de segundo harmônico, etc. Como já citado, em meios com simetria de inversão e na aproximação de dipolo elétrico,  $\chi_{ij}^{(3)}$  é a não-linearidade não-nula de ordem mais baixa. Apesar de que  $|\chi^{(3)}| \ll |\chi^{(2)}|$ , os efeitos de terceira ordem são facilmente observados com feixes laser de alta intensidade. Além disso, próximo a ressonâncias,  $|\chi^{(3)}|$  apresenta um aumento significativo.<sup>74</sup>

### 2.6.2 Origens do índice de refração não-linear

Um campo dc elétrico ou magnético aplicado a um meio pode efetivamente modificar o índice de refração (devido aos efeitos eletro-óptico e magneto-óptico). O mesmo é possível com um campo óptico, pois um feixe laser suficientemente intenso pode induzir uma mudança significativa nos índices de refração de um meio. A mudança no índice de refração afeta, por sua vez, a propagação do feixe, e leva a uma classe específica de efeitos ópticos não-lineares,

diferentes por exemplo de mistura de ondas ou absorção não-linear. Os mecanismos físicos fundamentais que contribuem para a mudança do índice de refração induzida pelo campo são:

**Contribuição eletrônica:** O campo óptico aplicado distorce a distribuição de carga eletrônica atômica do meio (principalmente elétrons de valência).<sup>75</sup> Para um líquido ou sólido transparente típico,  $\chi^{(3)}$  assume valores entre  $10^{-15}$  a  $10^{-13}$  esu.<sup>\*</sup> Entretanto, se as frequências ópticas aproximam-se de uma banda de absorção,  $\chi^{(3)}$  pode ser bastante aumentado (isso é válido inclusive para transições Raman ou de dois-fótons), particularmente se a absorção ressonante é estreita. Uma redistribuição de população induzida pela excitação ressonante frequentemente é o mecanismo responsável pela maior parte desse aumento. Para sólidos dopados com íons que apresentam ressonâncias, a mudança em  $\chi^{(3)}$  deve depender também da concentração do dopante, e de sua susceptibilidade. Em meios laser ativos, onde o campo óptico interage com uma emissão do dopante, essa contribuição ressonante é normalmente desprezada pois, em regimes laser estacionários, a redistribuição relativa de populações é frequentemente muito pequena (principalmente em sistemas de *quatro-níveis*). Para o caso geral, o tempo de resposta da contribuição eletrônica é tipicamente da ordem de  $10^{-15}$  s (fs), se a frequência óptica for afastada de qualquer ressonância. Se o mecanismo de redistribuição de população for significativo, o tempo de resposta é determinado pela relaxação desta população.

**Contribuição eletrostática (ou de deslocamento):** A contribuição proveniente da *polarizabilidade de deslocamento* surge de deslocamentos do íon (também conhecida como contribuição *iônica*, ou ainda, *de mudança local de densidade*). A polarizabilidade de deslocamento tem uma dependência significativa com a frequência, na faixa do infravermelho e visível. Não há nenhuma polarizabilidade de deslocamento em cristais moleculares, onde os “íons” não possuem carga, mas em cristais iônicos ela é comparável à polarizabilidade atômica e frequentemente maior. Para esta contribuição, a resposta transiente é governada pela equação do movimento para ondas acústicas e o tempo de resposta típico é superior a  $10^{-8}$  s (10 ns). Para pulsos laser na faixa de ns ou ps, essa contribuição pode atingir valores  $\sim 10^{-4}$  do seu valor estacionário, o que faz com que ela seja desprezível comparada com a contribuição eletrônica.

**Reorientação molecular:** Em líquidos, a reorientação molecular pode levar a fortes efeitos não-lineares. Para líquidos compostos por moléculas anisotrópicas, a reorientação molecular pode levar a valores de  $\chi^{(3)}$  entre  $10^{-12}$  a  $10^{-11}$  esu. Essa contribuição tem tempo de resposta típico da ordem de  $10^{-11}$  s (10 ps). Em cristais líquidos, esse tempo pode ser da ordem de  $\mu$ s na fase isotrópica, e da ordem de segundos na fase mesomórfica.

**Outros mecanismos:** Existem vários outros mecanismos que podem contribuir para uma mudança não-linear do índice de refração. Em um meio absorvedor, o aumento local de temperatura leva a uma mudança no índice de refração, de magnitude dependente do *tensor foto-elástico* do material (o conhecido efeito de *lente térmica* é um exemplo deste mecanismo). Um valor extremamente alto de mudança no índice de refração pode ser atingido em cristais foto-refrativos, como o BaTiO<sub>3</sub> (devido a redistribuição de cargas e efeito eletro-óptico). Em todos esses casos, o tempo de resposta é tipicamente da ordem de milissegundos.

\* conversão de unidades:  $\chi^{(2)}$  [m/V]  $\approx 4.5 \cdot 10^{-4} \chi^{(2)}$  [esu].  $\chi^{(3)}$  [m<sup>2</sup>/W]  $\approx 2.2 \cdot 10^{-7} \chi^{(3)}$  [esu]

### 2.6.3 Não-linearidade Kerr

Considerando que a polarização não-linear  $\mathbf{P}^{NL}(\omega)$  induzida por um campo monocromático intenso  $\mathbf{E}(\omega)$  tem a forma geral:

$$\mathbf{P}^{NL}(\omega) = \Delta\chi[\omega, E_j(\omega), E_j^*(\omega)] \cdot \mathbf{E}(\omega), \quad (86)$$

o índice não-linear induzido é relacionado com a mudança na susceptibilidade (a partir do valor linear) por:

$$\Delta(n_{ij}^2) = \Delta\epsilon_{ij} = 4\pi\Delta\chi_{ij}. \quad (87)$$

Consideramos aqui apenas a polarização não-linear de terceira ordem,  $\mathbf{P}^{(3)}(\omega)$ . Considerando ainda um meio isotrópico (por simplicidade), o efeito desta não-linearidade pode mudar a polarização de um feixe que se propaga no meio, dependendo da birrefringência induzida por este ou por um segundo feixe, denominado *de bombeamento*. Mesmo considerando que nenhuma birrefringência é induzida, ainda assim efeitos de mudança do índice podem ser significativos na propagação deste feixe, como na alteração da transmissão de um interferômetro *Fabry-Perot*, ou na formação de uma *lente não-linear*, por exemplo. Desconsiderando efeitos de polarização (birrefringência induzida), o índice de refração (isotrópico) do meio pode ser descrito por:

$$n = n_0 + n_2 \cdot |E|^2 \quad (88)$$

onde:

$$n_2 = \frac{2\pi}{n_0} \chi^{(3)} \quad (89)$$

Meios que obedecem o formalismo aqui apresentado são denominados *meios Kerr*. Valores de  $n_2$  para alguns materiais ópticos são mostrados na Tabela 2.

Material	Índice de refração $n_0$	Índice não-linear $n_2$ ( $10^{-13}$ esu)	Índice não-linear $n_2$ ( $10^{-16}$ cm <sup>2</sup> /W)
Sílica fundida	1,46	1,0	2,2
BK-7	1,52	1,46	3,17
SF-7	1,64	5,83	12,7
SF-56	- 1,7	9,1	20,0
SF-57	- 1,7	12,0	26,0
YAG	1,83	3,0	6,5
YLF	1,45	0,60	1,3
Rubi	1,75	1,30	2,8

Tabela 2: Índices de refração linear ( $n_0$ ) e não-linear ( $n_2$ ) para alguns materiais ópticos

#### 2.6.3.1 Auto-focalização

A auto-focalização é um fenômeno de propagação não-linear que depende criticamente do perfil transversal do feixe. Esse efeito é frequentemente responsável por danos ópticos em materiais transparentes, sendo um fator limitante no projeto de sistemas laser de alta potência, e algumas vezes tem um papel importante na ocorrência de outros processos físicos em um meio.<sup>76</sup> A solução completa dos efeitos de auto-focalização requer cálculos numéricos extensos, mas um bom entendimento do problema pode ser obtido a partir de soluções baseadas em aproximações.

O efeito induzido de lente resulta da distorção da frente de onda imposta a um feixe por si próprio, quando ele atravessa um meio não-linear. Considere-se um feixe laser  $TEM_{00}$ , com perfil transversal Gaussiano, propagando em um meio com índice de refração  $n$  dado por  $n = n_0 + \Delta n(|E|^2)$ . Se  $\Delta n(|E|^2)$  é positivo, a parte central do feixe (tendo maior intensidade) irá experimentar um índice de refração maior que as laterais, e portanto irá propagar-se com uma velocidade menor. Assim, ao atravessar o meio, a frente de onda original irá tornar-se progressivamente mais distorcida, sendo a distorção final similar àquela imposta por uma lente positiva.

Se o feixe é focalizado de tal forma que o efeito de auto-focalização contrabalança exatamente a ação de difração, o feixe pode se propagar por uma longa distância sem nenhuma mudança no seu diâmetro (se nenhum outro efeito não-linear alterar esse equilíbrio). Isso é conhecido como *auto-armadilhamento*, e não corresponde na prática a uma situação estável.

Considere-se a equação de onda não-linear:

$$\nabla^2 E - (\partial^2 / c^2 \partial t^2) [(n_0 + \Delta n)^2 E] = 0 \quad (90)$$

Iremos assumir que  $\Delta n = \Delta n(|E|^2)$  não depende explicitamente de  $t$  (resposta instantânea), e que  $|E|$  não varia significativamente em uma distância de um comprimento de onda. Assim, pode-se aproximar a equação (90) por uma equação de primeira ordem em  $z$  e  $t$ . Pode-se ainda eliminar  $\partial/\partial t$  com a substituição  $\xi = t - z/v_G$ , onde  $v_G$  é a velocidade de grupo. Para  $n = n_0 + (1/2) n_2 |u|^2$  e  $E = 1/2 \{ u(r, z, \xi) \cdot \exp[i(\omega t - kz)] + \text{c.c.} \}$ , a propagação do feixe é descrita pela equação:

$$\nabla_{\perp}^2 u - 2ik \frac{\partial u}{\partial z} + k^2 \frac{n_2}{n_0} |u|^2 u = 0 \quad (91)$$

onde  $\nabla_{\perp}^2$  é o laplaciano transversal, agindo nas coordenadas transversais ao eixo  $z$ . Um grande número de soluções numéricas e analíticas aproximadas de (91) têm sido discutidas na literatura.<sup>74,77,78</sup> Em particular, demonstra-se que existem soluções auto-similares, as quais preservam a forma do perfil do feixe, exceto por um fator de escala dependente de  $z$ . Para não-linearidades moderadas, a solução fundamental aproxima-se de uma função Gaussiana:

$$u(r, z) = (U/w) \exp[-(r/w)^2 - ikr^2/2R + i\varphi] \quad (92)$$

onde  $r$  é a distância a partir do eixo  $z$ ,  $U$  é um fator real de amplitude, e os parâmetros: raio do feixe  $w$ , o raio de curvatura  $R$ , e o desvio de fase  $\varphi$ , são funções de  $z$  apenas. A amplitude  $U$  leva em conta a preservação da potência do feixe,  $P$ , o que é dada por:  $P = \pi c \epsilon_0 n_0 U^2 / 4$ . Para resolver (91) aproxima-se o termo não-linear  $|u|^2$  por uma parábola:<sup>79</sup>

$$|u|^2 \equiv \frac{3 U^2}{4 w^2} \left( 1 - \frac{2r^2}{3w^2} \right) \quad (93)$$

Inserindo as expressões (92) e (93) em (91), têm-se quatro equações diferenciais ordinárias: uma é relacionada à conservação de potência e é identicamente satisfeita, as outras três podem ser resolvidas para  $w(z)$ ,  $R(z)$  e  $\varphi(z)$ :

$$w^2(z) = w_1^2 \left[ \left( 1 + \frac{z}{R_1} \right)^2 + \left( \frac{\lambda z}{\pi n_0 w_1^2} \right)^2 \left( 1 - \frac{P}{P_c} \right) \right] \quad (94)$$

$$\frac{1}{R(z)} = \left( \frac{w_1}{w(z)} \right)^2 \cdot \left[ \frac{1}{R_1} + \frac{z}{R_1^2} + z \cdot \left( \frac{\lambda}{\pi n_0 w_1^2} \right)^2 \left( 1 - \frac{P}{P_c} \right) \right] \quad (95)$$

$$\varphi(z) = \varphi_1 + \frac{1 + 3P/2P_c}{\sqrt{1 - P/P_c}} \left[ \arctan \left( \frac{\pi n_0 w^2(z)}{\lambda R(z) \sqrt{1 - P/P_c}} \right) - \arctan \left( \frac{\pi n_0 w_1^2}{\lambda R_1 \sqrt{1 - P/P_c}} \right) \right] \quad (96)$$

onde  $w_1$ ,  $R_1$ , e  $\varphi_1$  são os valores iniciais para  $z=0$  e  $\lambda$  é o comprimento de onda no vácuo. O parâmetro  $P_c$  é a *potência crítica* para o processo de auto-focalização, dada por:

$$P_c = (c\varepsilon_0 \lambda^2) / (2\pi n_2) \quad (97)$$

Se  $P = P_c$  e a frente de onda inicial é plana ( $R_1 = \infty$ ), o feixe se propaga em um modo guiado, sem variações do raio do feixe ou do raio de curvatura (auto-armadilhamento). Se  $P > P_c$ , o feixe pode colapsar após uma distância de propagação e outros efeitos não-lineares podem tornar-se significativos. De maneira geral, as aproximações utilizadas até aqui permitem a aplicação dos resultados para sistemas onde  $P \leq P_c$ . Para  $n_2 = 0$  (i.e. para  $P_c = \infty$ ), as equações (94)-(96) se reduzem às expressões para a propagação de um feixe Gaussiano em um meio homogêneo, de índice de refração  $n_0$ .

Para a auto-focalização de pulsos laser de largura temporal muito mais longa do que o tempo de resposta da não-linearidade do meio (caso *quasi*-estacionário), a discussão anterior para o caso estacionário se aplica igualmente. Sendo um forte efeito não-linear, a auto focalização irá depender criticamente das características do pulso de entrada.

### 2.6.3.2 Auto-modulação de fase (SPM)

Um outro efeito não-linear dependente de  $n_2$  que ocorre durante a passagem de um pulso laser em um meio Kerr é a *auto-modulação de fase*. Se a auto-focalização depende da distribuição transversal de intensidade do feixe de entrada e manifesta-se alterando a distribuição transversal da fase da frente de onda, o efeito de auto-modulação de fase depende criticamente da distribuição temporal do pulso de entrada e manifesta-se alterando a fase longitudinal (ou temporal) deste pulso. Historicamente, foi verificado um alargamento espectral no feixe de saída durante experimentos de auto-focalização *quasi*-estacionária.<sup>80,81</sup> Considere-se um pulso laser  $|E(t)|^2$  propagando-se sem divergir (propagação guiada) em um meio de comprimento  $\ell$ . Se  $\Delta n(t) = n_2 |E(t)|^2$ , então o pulso de saída tem uma auto-modulação de fase dada por:

$$\Delta\phi(t) = (\omega/c) n_2 |E(t)|^2 \ell \quad (98)$$

e uma correspondente modulação da frequência instantânea dada por:

$$\Delta\omega(t) = -\partial(\Delta\phi)/\partial t \quad (99)$$

Assim, o pulso de saída tem uma varredura em frequência, ao longo do seu perfil temporal, com sinais trocados para cada lado do pulso, como esquematizado na figura 22. O espectro de saída é dado pela transformação de Fourier:

$$|E(\omega)|^2 = \left| \int_0^\infty \mathcal{E}(t) e^{-i\omega_0 t + i\Delta\phi(t)} dt \right|^2 \quad (100)$$

Se  $\Delta\phi(t) \propto |E(t)|^2$  é um pulso simétrico, de formato “sino”, como mostrado na figura 22, então qualitativamente o espectro de saída tem as seguintes características:

- i. Se  $|E(t)|^2$  é simétrico, o espectro é também simétrico com respeito à frequência incidente  $\omega_0$ .
- ii. O alargamento máximo em frequência é aproximadamente:  $|\Delta\omega|_{\text{máx}} \equiv |\partial(\Delta\phi)/\partial t|_{\text{máx}}$ , que aparece nos pontos de inflexão da curva  $\Delta\phi(t)$ .
- iii. Geralmente existem dois pontos de mesma inclinação na curva  $\Delta\phi(t)$ . Esses dois pontos representam duas ondas de mesma frequência, mas fases diferentes. Elas irão interferir construtivamente ou destrutivamente dependendo da diferença de fase entre elas. O espectro de saída mostra portanto uma estrutura semi-periódica, com claros picos e vales, como mostra a figura 23. O número de picos em cada lado é aproximadamente dado pelo inteiro imediatamente inferior a  $|\partial(\Delta\phi)/\partial t|_{\text{máx}} / 2\pi$ .

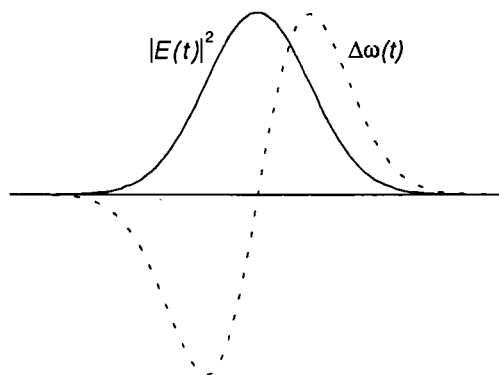


figura 22: Esquema da varredura em frequência  $\Delta\omega(t)$  causada pela auto-modulação de fase em um pulso laser, de intensidade  $|E(t)|^2$  (ambos normalizados).

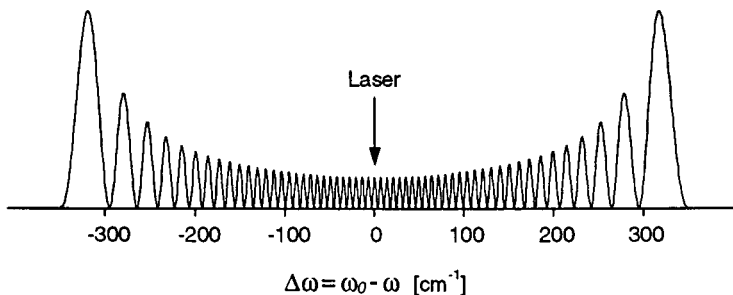


figura 23: Espectro teórico (esquemático) obtido pela auto-modulação de fase de um pulso simétrico propagando-se em um meio Kerr.

## 2.7 GVD: Dispersão da velocidade de grupo

Considere-se um meio caracterizado por uma dada relação de dispersão, i.e., por uma dada relação entre a frequência ( $\omega$ ) e a constante de propagação,  $k=k(\omega)$ . Como a fase de uma onda e.m. plana e monocromática propagando-se na direção  $z$  é dada por:  $\phi = \omega t - kz$ , a velocidade de uma dada frente de fase será tal que:  $d\phi = \omega dt - k dz$ . Assim, a frente de fase se move à velocidade:  $v_f = (dz/dt) = \omega/k$ , que é chamada *velocidade de fase* da onda. Considere agora um pulso de luz viajando no meio e seja  $\omega_0$  e  $\Delta\omega_0$  a frequência central e a largura do espectro, respectivamente. Assumindo que a relação de dispersão na região de frequências abrangida pela largura  $\Delta\omega$  possa ser aproximada por uma relação linear:  $k = k_0 + (dk/d\omega)_{\omega=\omega_0}(\omega - \omega_0)$ , a expansão de Fourier do campo elétrico da onda é:

$$E(t, z) = e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} \int_{-\Delta\omega_0/2}^{\Delta\omega_0/2} A_\omega e^{i\Delta\omega \left[ t - \left( \frac{dk}{d\omega} \right)_\omega z \right]} d(\Delta\omega) = A[t - (z/v_g)] e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} \quad (101)$$

onde  $A$  é o envelope do pulso, e  $v_g$  é a *velocidade de grupo* do pulso, dada por:

$$v_g = \left( \frac{d\omega}{dk} \right)_{k=k_0} \quad (102)$$

Se um pulso de luz tem largura espectral  $\Delta\omega_0$  tão larga que a aproximação linear para a relação de dispersão não é mais válida, diferentes regiões espectrais do pulso irão viajar com diferentes velocidades de grupo, e conseqüentemente o formato do pulso irá mudar durante a propagação. Dadas duas regiões espectrais contíguas do pulso, centradas em  $\omega_1$  e  $\omega_2$ , então, após propagarem-se por uma distância  $\ell$  no meio, estarão separadas em tempo pelo atraso:

$$\Delta\tau_d = \ell \left[ \left( \frac{dk}{d\omega} \right)_2 - \left( \frac{dk}{d\omega} \right)_1 \right] = \ell \left( \frac{d^2 k}{d\omega^2} \right)_1 (\omega_2 - \omega_1) \quad (103)$$

Assim, de maneira geral, a mudança infinitesimal no atraso é dada por:

$$d\tau_d = \ell \left( \frac{d^2 k}{d\omega^2} \right) d\omega \quad (104)$$

e define-se a dispersão da velocidade de grupo (GVD) por:  $D = (d\tau_d/d\omega)$ , ou:

$$D = \ell \left( \frac{d^2 k}{d\omega^2} \right) \quad (105)$$

ou ainda:  $D = \ell (-1/v_g^2) (dv_g/d\omega)$ .

Para um pulso inicial Gaussiano, sem varredura de frequência e de largura à meia altura  $\tau_{in}$ :

$$E_{in} = E_0 \cdot \exp[-(2 \ln 2) t^2 / \tau_{in}^2] \cdot \exp(i\omega_0 t) \quad (106)$$

e assumindo a expansão de segunda ordem:  $\phi(\omega) = \phi_0 + \phi_0'(\omega - \omega_0) + (1/2)\phi_0''(\omega - \omega_0)^2$ , temos, após transformar a expressão (106) para o domínio de frequências, adicionar a contribuição de fase e se transformar para o domínio temporal:

$$E_{out} = \frac{E_0}{[1 + (\phi_0'' / 2\beta)^2]^{1/4}} \cdot \exp \left\{ \frac{-t^2}{4\beta [1 + (\phi_0'' / 2\beta)^2]} \right\} \cdot \exp \{ i [\omega_0 t + \phi_{out}(t)] \} \quad (107)$$

onde os termos  $\phi_0$  (deslocamento de fase para a frequência portadora) e  $\phi_0'$  (deslocamento temporal para o máximo do pulso) foram ignorados, e onde  $\beta = \tau_{in}^2 / (8 \ln 2)$ . A fase  $\phi_{out}(t)$  é dada por:

$$\phi_{out}(t) = [-\phi_0'' t^2 / (2\phi_0''^2 + 8\beta^2)] - (1/2) \arctan(\phi_0'' / 2\beta) \quad (108)$$

Assim, os efeitos da dispersão sobre o pulso são:

1. aumentar a largura temporal do pulso por um fator  $(1 + \phi_0''^2 / 4\beta^2)^{1/2}$ .
2. produzir uma varredura em frequência, de sinal oposto a  $\phi_0''$ . Com relação à dispersão intrínseca do meio, se  $\phi_0'' < 0$ , o meio apresenta *dispersão normal*; se  $\phi_0'' > 0$ , o meio apresenta *dispersão anômala*.

As principais fontes de dispersão em um laser são: 1) o meio de ganho (dispersão anômala), 2) o absorvedor saturável (dispersão anômala), 3) os espelhos da cavidade (dispersão geralmente positiva), e 4) os materiais transparentes usados na cavidade, tais como blocos de quartzo, vidros, etc. (dispersão normal).<sup>82</sup>

### 2.7.1 Acoplamento de modos na presença de SPM e GVD

Considere-se a equação fundamental para o estado estacionário do regime de acoplamento de modos, expressão (33), contendo agora a GVD:

$$\left[ L + i\xi - \Gamma(t) \left( 1 - \frac{1}{\Delta\omega_g^2} \frac{d^2}{dt^2} \right) - iD \frac{d^2}{dt^2} + \delta t \frac{d}{dt} + L_A(t) \right] v(t) = 0,$$

onde o termo das perdas variáveis,  $L_A(t)$ , é dado por:  $L_A(t) = (\gamma - i\delta) |v|^2$ , correspondendo a uma *auto-modulação de amplitude* (SAM) equivalente à de um absorvedor saturável rápido,  $\gamma |v|^2$ , somada a um termo de auto-modulação de fase (SPM),  $i\delta |v|^2$  (ver expressão (98)). As soluções (43) e (56) para esta equação não consideram todos os termos. A solução mais geral, considerando SPM e GVD, foi obtida por Martinez et al.,<sup>83,84</sup> e consiste numa extensão da solução com formato sech, sendo dada por:

$$v(t) = v_0 \operatorname{sech}(t/\tau)^{i\beta \ln \operatorname{sech}(t/\tau)} \quad (109)$$

onde  $\tau$  é a largura de pulso e  $\beta$  o parâmetro de varredura em frequência. O ganho  $\Gamma$  é aproximadamente igual às perdas,  $L$ , exceto pelo efeito da largura de banda finita do ganho e do efeito do absorvedor saturável. Assim, a amplitude do pulso pode ser calculada aproximadamente, igualando-se o ganho saturado às perdas:  $\Gamma = \Gamma^0 / [1 + (2v_0^2 \tau) / (P_S T_R)]$ , onde  $P_S$  é a potência de saturação do meio de ganho. Quando (109) é inserida em (33), aparecem termos contendo  $\operatorname{sech}$  e  $\operatorname{sech}^3$ . Fazendo os coeficientes destas funções iguais a zero, obtêm-se quatro equações diferenciais que servem para avaliar  $\xi$ ,  $\tau$ ,  $\beta$ , e  $(\Gamma - L)$ . Os valores de  $(\Gamma - L)$  são uma correção para a estimativa  $\Gamma \approx L$  que serve para determinar  $v_0^2$ . Esta correção pode ser ignorada quando se está estimando  $v_0^2$ , mas é de crucial importância para se determinar a estabilidade do sistema ao crescimento de ruído de banda estreita antes e depois do pulso. Soluções gráficas qualitativas destes parâmetros são encontradas na literatura.<sup>60</sup> A figura 24-(a), (b) mostra o comportamento da largura de pulso  $\tau$  e varredura em frequência  $\beta$ , como função da GVD e para diferentes valores de SPM ( $\delta$ ). Para zero SPM, a largura de pulso mínima ocorre para zero GVD e tem valor.<sup>85</sup>

$$\tau_{11} = \frac{4 \cdot L}{\Delta\omega_g^2 \cdot \gamma \cdot E_p} \quad (110)$$

onde  $E_p$  é a energia do pulso (ver expressões ( 37 ) e ( 41 )). Ao se aumentar a SPM, a largura de pulso mínima é obtida para para valores negativos de GVD, onde a varredura em frequência é compensada. O valor de GVD necessário para se compensar *exatamente* a varredura em frequência introduzida pela SPM (ou seja, para  $\beta=0$ ), é dado por:<sup>85</sup>

$$D_0 = (\delta/\gamma)[L/(2\Delta\omega_g^2)] \quad (111)$$

e nesse ponto, a largura de pulso é também dada por ( 110 ). É interessante notar que pulsos mais curtos, mas com varredura em frequência, podem ser obtidos para valores maiores de  $D$ , mas não são senão um fator 2 a 2,5 mais curtos que aqueles obtidos com SAM somente.<sup>86</sup>

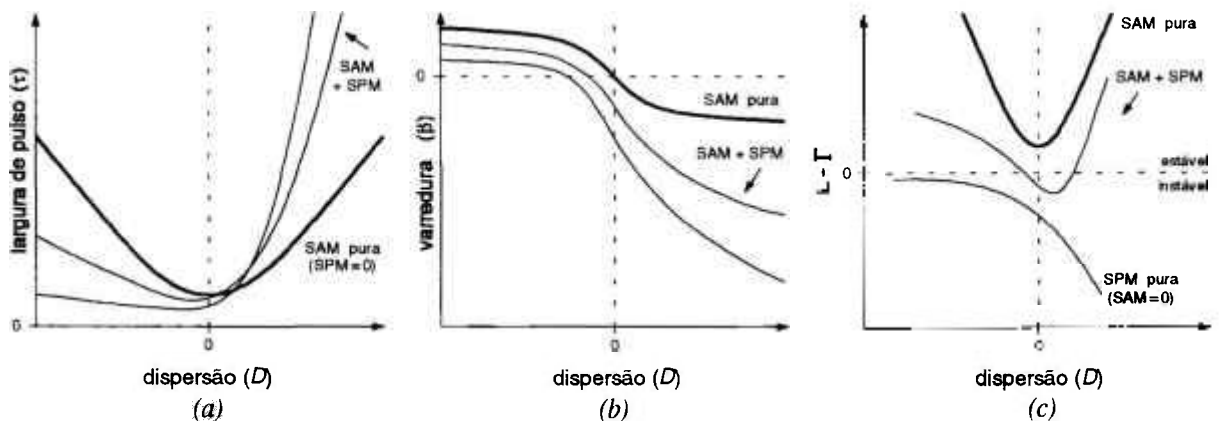


figura 24: Parâmetros estacionários do regime de acoplamento de modos como funções da dispersão da velocidade de grupo, para diferentes valores de auto-modulação de fase, em um sistema com absorvedor saturável rápido e não-linearidade positiva do índice: (a) largura de pulso, (b) varredura em frequência, e (c) parâmetro de estabilidade.

As soluções da equação fundamental ( 33 ) não são sempre estáveis. A condição para a estabilidade é que o pulso auto-consistente tenha um ganho maior que o para a oscilação c.w. Qualitativamente, a figura 24-(c) mostra o comportamento do parâmetro de estabilidade  $L-\Gamma$ , como função da dispersão e para diferentes valores de SAM e SPM.<sup>60</sup> É interessante notar que um laser de sóliton puro é sempre instável. Alguma SAM, via algum mecanismo de modulação, é sempre necessária para fazer com que o sóliton, que requer mais largura de banda que a oscilação c.w., tenha um ganho líquido maior que esta segunda, que oscila no pico do ganho. Mesmo com SAM, a SPM pode fazer o sistema instável, a menos que suficiente GVD seja introduzida ao mesmo tempo.

## 2.8 Acoplamento de modos por absorvedores saturáveis semi-rápidos

Absorvedores saturáveis semi-rápidos consistindo em materiais semicondutores são conhecidos desde a metade da década de 80, e têm sido usados para se obter o regime de acoplamento de modos em lasers de diodo e de centro-de-cor. Entretanto, semicondutores tipicamente introduzem alta perda intracavidade e têm uma intensidade de saturação muito pequena, além de problemas de estabilidade na presença de altas intensidades de pico. Assim, consagrou-se o uso deste tipo de absorvedor saturável para atingir o regime de acoplamento de modos em lasers de estado-sólido de terras raras e de metais de transição, desde que o semicondutor esteja inserido em um elemento Fabry-Perot anti-ressonante.<sup>87</sup> O uso de um Fabry-Perot anti-ressonante transforma efetivamente o semicondutor em um absorvedor saturável de alta intensidade de saturação e baixa perda, como necessário. Esta técnica é denominada *Resonant Passive Modelocking* (RPM). Com esta técnica, demonstrou-se obtenção do regime de acoplamento de modos passivo auto-iniciado de um laser de Nd:YLF, produzindo pulsos de largura temporal igual a 3,3 ps.<sup>88</sup> O arranjo para o elemento não-linear utilizado neste experimento de RPM consiste em um espelho dielétrico de GaAs/AlAs, com refletividade de 96%, sobre o qual é crescido o absorvedor saturável: 50 períodos de barreiras de GaAs e poços quânticos de  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , de espessura final igual a  $0.61\ \mu\text{m}$ . O *gap* das bandas é próximo a 1047 nm. Finalmente, um espelho dielétrico de  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ , com refletividade de 98%, é evaporado sobre a camada absorvedora. O tempo de relaxação dos portadores é ligeiramente superior à duração do pulso óptico:  $\tau_A \approx 25 - 70\ \text{ps}$ .<sup>87</sup>

O mecanismo responsável pela geração de pulsos ultracurtos é, nesse caso, o acoplamento de modos por absorvedores saturáveis semi-rápidos. Como não existe um modelamento totalmente analítico para este regime, uma análise por meio de simulações numéricas tem sido usualmente empregada.

## 2.9 Técnicas de acoplamento de modos por mecanismos não-lineares rápidos

Absorvedores saturáveis reais têm a vantagem da simplicidade, mas, devido aos seus tempos de relaxação relativamente longos, não tem sido possível gerar os pulsos mais curtos, em diversos sistemas laser, por meio deste mecanismo. A geração de pulsos limitados apenas pela largura espectral do ganho tem sido recentemente realizada utilizando-se absorvedores saturáveis rápidos *artificiais*.

As não-linearidades ópticas mais rápidas são aquelas reativas e não-ressonantes. Para um vidro de sílica, por exemplo, a não-linearidade do seu índice de refração tem tempo de resposta de alguns femtosegundos e pode ser utilizado em uma larga faixa de comprimentos de onda. Comparado com absorvedores reais, estes efeitos não-lineares são relativamente mais fracos, mas têm a vantagem de não dissipar potência (pois não é um processo ressonante) e seus parâmetros operacionais podem ser variados experimentalmente. As perdas iniciais e a intensidade da modulação introduzida podem ser otimizadas pela escolha apropriada de parâmetros do ressonador, etc...

Assim, vários esquemas utilizando não-linearidades não ressonantes têm sido empregados para a geração do regime de acoplamento de modos na maioria dos lasers de estado sólido conhecidos. As técnicas mais importantes desenvolvidas são: *Nonlinear Mirror* (NLM), *Additive-Pulse Mode-Locking* (APM), *Polarization APM*, *Nonlinear Loop Mirror* (NOLM) e *Kerr-Lens Mode Locking* (KLM).

O método de acoplamento de modos denominado *espelho não-linear* (NLM) foi proposto no final de década de 80 por Stankov.<sup>89,90</sup> Nesse esquema, um cristal não-linear gerador de segundo harmônico é inserido na cavidade laser e o espelho de saída é substituído por um espelho dicróico, que parcialmente transmite a frequência fundamental (FW) e reflete totalmente o segundo harmônico (SH). Se o feixe SH experimenta uma fase apropriada com relação ao feixe FW, a potência de SH é quase totalmente reconvertida para o FW durante o segundo passo através do cristal não-linear. Sob estas condições, as perdas do laser decrescem para potências de pico crescentes do feixe FW, e o sistema se comporta como um absorvedor saturável rápido. No passado, a técnica NLM foi aplicada apenas para lasers pulsados, onde as altas potências de pico permitem atingir-se mais facilmente fortes modulações não-lineares.<sup>91</sup> Recentemente, esta técnica foi aplicada com sucesso para lasers contínuos de Nd:YLF e Nd:YAG, onde pulsos da ordem de 10 ps foram obtidos.<sup>92,93</sup>

As técnicas APM e KLM serão discutidas a seguir, em maior detalhe. Como ambas as técnicas produzem o regime de acoplamento de modos por absorção saturável rápida efetiva, utilizando o efeito Kerr intracavidade, o processo de formação do pulso é afetado pela presença de auto-modulação de fase (SPM). Assim, o encurtamento do pulso pode ser melhorado utilizando-se compensação da dispersão da velocidade de grupo (GVD) intracavidade.

2.9.1 A técnica APM e outras técnicas interferométricas

A configuração de cavidades acopladas da figura 25 foi investigada primeiro em conjunção com o laser de sóliton, e então descobriu-se produzir também acoplamento de modos em regimes não-sóliton. O efeito de absorvedor saturável rápido (SAM) é proveniente de uma ação não-linear (efeito Kerr) interferométrica. As propriedades de encurtamento do pulso são baseadas na interferência coerente e síncrona do pulso refletido por  $M_2$ , na cavidade principal, com o pulso que retorna da cavidade auxiliar. Este pulso que retorna da cavidade auxiliar sofreu auto-modulação de fase e portanto o seu pico está deslocado em fase com relação às laterais. Se as laterais dos pulsos interferem com fase relativa  $\phi_{BIAS}$  (determinada pela diferença de comprimento relativa entre as cavidades), então outras partes dos pulsos irão interferir com fase relativa  $\phi = \phi_{BIAS} + \phi_{NL}$ , onde  $\phi_{NL}$  é proporcional à intensidade. O encurtamento do pulso irá ocorrer se esta interferência é mais construtiva em altas intensidades. A SAM resultante é equivalente à de um espelho com refletividade não-linear,<sup>60,94</sup> como ilustrado na figura 26.

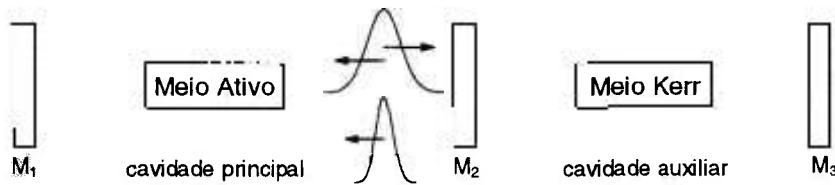


figura 25: Encurtamento de pulso por uma cavidade não-linear acoplada (APM)

Dois aspectos fundamentais do APM são aparentes na figura 26: (1) o ajuste apropriado de  $\phi_{BIAS}$  requer estabilização interferométrica das duas cavidades; e (2) o efeito tende a saturar para uma fase não-linear relativa da ordem de  $\pi$ .

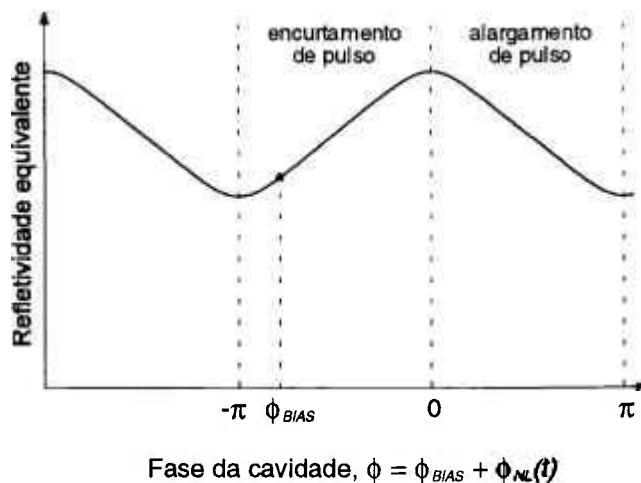


figura 26: Características da modulação de amplitude não-linear de um sistema APM

Uma técnica equivalente à técnica APM pode ser implementada utilizando-se duas polarizações em um meio Kerr isotrópico envolvido por um polarizador e um analisador de

polarização. O efeito Kerr roda a elipse de polarização e portanto transforma a modulação de fase em modulação de amplitude. Esta técnica, denominada *polarization APM*, pode ser analisada como um APM automaticamente estabilizado, pois utiliza a adição coerente de duas polarizações na *mesma cavidade*.<sup>95</sup> Demonstrada em lasers de fibra, obteve-se pulsos de 38 fs em sistemas dopados com neodímio.<sup>96</sup>

Uma outra técnica baseia-se em um anel de fibra óptica, que é o meio Kerr, ligado ao sistema laser por um acoplador óptico de intensidades que provê maior intensidade em uma direção dentro do anel que na outra.<sup>97</sup> A diferença em SPM nas duas direções produz uma SAM interferométrica de maneira similar, e com mesmas características, ao caso APM. Esta técnica é chamada *Nonlinear Optical Loop Mirror (NOLM)*.

## 2.9.2 KLM: acoplamento de modos por lente Kerr

A técnica KLM atinge a ação de absorvedor saturável rápido utilizando conjuntamente o efeito de *auto-focalização* e aberturas intracavidade. Nesse caso, a modulação do perfil transversal do modo do laser induzida pelo meio Kerr é utilizada para produzir uma perda dependente da potência, que é responsável pelo acoplamento de modos, como iremos descrever a seguir. Pelo fato de que a técnica KLM usa não-linearidades volumétricas, ela é melhor adequada para configurações de lasers de estado-sólido que têm altas intensidade intracavidade e propagação livre de feixe. Em contraste, APM pode ser empregada em lasers que usam fibras ópticas, e portanto deslocamentos de fase podem ser integrados sobre o comprimento da fibra para atingir o acoplamento de modos com baixas potências.

### 2.9.2.1 Formulação ABCD para o elemento Kerr

A transformação de um feixe Gaussiano em um meio Kerr, descrita no item 2.6.3.1, pode ser calculada de maneira equivalente utilizando-se o formalismo ABCD (ver item 2.2) aplicado a uma matriz não-linear adequada. Dado um meio Kerr de comprimento  $d$ , pode-se considerar a configuração equivalente na qual dois meios de comprimento  $d/2$  e índice de refração constante  $n_0$ , envolvem um elemento fino não-linear colocado entre eles, onde toda a não-linearidade é acumulada. Pode-se mostrar que a matriz ABCD da não-linearidade, consistente com as equações (94) e (95), é dada por:<sup>79</sup>

$$\mathbf{M}_K = \frac{1}{\sqrt{1-\gamma}} \begin{pmatrix} 1-\gamma/2 & -\gamma d_e/4 \\ -\gamma/d_e & 1-\gamma/2 \end{pmatrix} \quad (112)$$

onde:

$$\gamma = p \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left[ (2\pi w_{C1}^2)/(\lambda d_e) - (\lambda d_e)/(2\pi w_{01}^2) \right]^2 \right\}^{-1} \quad (113)$$

$p = P/P_C$  é a potência do feixe óptico  $P$ , normalizada pela potência crítica para auto-armadilhamento,  $P_C$ . Com o índice não-linear definido por  $n = n_0 + n_2 I$ , onde  $I$  é a intensidade do feixe, existem várias definições ligeiramente diferentes de  $P_C$  como função de  $n_2$  encontradas na literatura.<sup>74,98,99,100,101</sup> Uma das mais precisas foi derivada por cálculo variacional, e é dada por:<sup>102</sup>

$$P_C = \lambda^2 / (2\pi \cdot n_0 \cdot n_2) \quad (114)$$

$d_e = d/n_0$  é o comprimento efetivo do meio para  $P=0$ ,  $w_{C1}$  é o raio do feixe na entrada de K,  $w_{01}$  é a cintura deste feixe, e a propagação através do meio Kerr espesso é dada pela matriz:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & d_e/2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \mathbf{M}_K \begin{pmatrix} 1 & d_e/2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (115)$$

Para melhor entender o significado físico da matriz  $\mathbf{M}_K = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$ , pode-se calcular a potência dióptrica e as posições dos planos principais.<sup>51</sup> O comprimento focal é dado por  $-1/C = d_e \sqrt{1-\gamma}/\gamma$ , e os planos principais estão localizados fora dos planos de entrada e saída em uma distância dada por:  $(1-A)/C = (1-D)/C = d_e \gamma / [2(1+\sqrt{1-\gamma})^2]$ . O deslocamento para fora nas posições dos planos

principais resulta em um encurtamento da distância de propagação equivalente, e é chamado de "auto-encurtamento". Para  $P=0$ , a matriz  $M_K$  se reduz à identidade. Note que  $\gamma/p \leq 1$ . Assim, para  $\gamma \geq 1$ , o feixe é (teoricamente) focalizado em um ponto (raio de feixe nulo) dentro do meio (focalização catastrófica). Nesse caso, as aproximações consideradas não são mais válidas.

### 2.9.2.2 A ação de absorvedor saturável no regime KLM

Considere-se um ressonador óptico genérico como o mostrado na figura 27. Os elementos do ressonador são representados por duas matrizes, que também incluem a propagação linear a partir do centro do meio Kerr até as suas faces (descrição equivalente do meio não-linear), e a não-linearidade é representada por um elemento fino (K) entre as duas matrizes. O modo autoconsistente do ressonador pode então ser calculado, obtendo-se o raio do feixe e o seu raio de curvatura em um plano de interesse como função da potência normalizada:  $w(p)$  e  $R(p)$ .

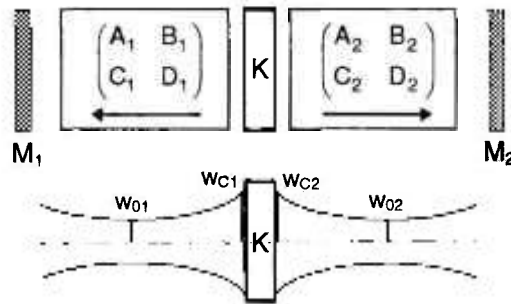


figura 27: Descrição matricial do ressonador contendo um meio Kerr. As setas indicam a direção à qual as matrizes se referem, K é o elemento fino que acumula a não-linearidade.  $w_{C1}$  e  $w_{C2}$  são os raios dos feixes nas entradas de K ;  $w_{01}$  e  $w_{02}$  são as cinturas dos feixes

Um parâmetro importante para a análise do ressonador, como iremos justificar a seguir, é a variação relativa do raio do feixe para baixo sinal, dada por:

$$\delta = \left. \frac{1}{w} \frac{dw}{dp} \right|_{p=0} \quad (116)$$

Para um dado ressonador com espelhos planos em suas terminações, o máximo de  $|\delta|$  é atingido no plano de (qualquer) um destes espelhos e nos planos onde a propagação do feixe a partir daquele espelho corresponde a uma transformada de Fourier ou à formação de uma imagem. Isso permite escolher uma posição no ressonador para se introduzir uma abertura, onde  $\delta$  apresenta o sinal conveniente ( $\delta < 0$ ) para introduzir perdas não-lineares e assim levar o sistema ao regime de acoplamento de modos. As perdas (por duplo passo) causadas por uma abertura de diâmetro  $2a$  podem ser estimadas, considerando-se um feixe Gaussiano e desprezando-se efeitos de difração, por:

$$L_A = 2 \frac{\int_{-a}^a \exp[-2(r/w)^2] r dr}{\int_0^{\infty} \exp[-2(r/w)^2] r dr} = 2 \exp[-2(a/w)^2] \quad (117)$$

onde  $w(p)$  é o raio do feixe no plano da abertura. Aproximando em primeira ordem em  $p$ , a variação não-linear das perdas é dada por:

$$L_S = \{8 [a / w(0)]^2 \exp[-2 (a / w(0))^2]\} \delta p \tag{118}$$

O fator  $\delta$  é portanto diretamente proporcional ao coeficiente de perdas não-lineares, ou seja, à profundidade de modulação.

Como o valor máximo de  $\delta$  é atingido em um dos espelhos planos, pode-se derivar uma expressão explícita para  $\delta$  no espelho plano  $M_1$  do ressonador da figura 27. Considere-se as quantidades:  $\alpha_1 \equiv (2B_1D_1/d_\theta - A_1C_1d_\theta/2)$ ,  $\alpha_2 \equiv (2B_2D_2/d_\theta - A_2C_2d_\theta/2)$  e  $S \equiv (A_0D_0 + B_0C_0)$ , onde  $A_0, B_0, C_0$ , e  $D_0$  são os elementos de matriz da propagação do espelho  $M_1$  até o espelho  $M_2$  (um passo), para  $p=0$ .  $S$  é relacionado ao fator de estabilidade  $g_1g_2$  por:  $S=2g_1g_2-1$ . Assim, o ressonador é inicialmente estável se  $-1 < S < 1$ . Após um cálculo longo, mas conceitualmente simples, obtém-se:<sup>103</sup>

$$\delta_1 = -\frac{1}{2} \frac{\alpha_1 + \alpha_2 S}{\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + 2\alpha_1\alpha_2 S} \tag{119}$$

O máximo e o mínimo de  $\delta_1$  são dados por:  $\delta_{1\text{máx,min}} = \pm 1 / (2\sqrt{1-S^2})$ , e são atingidos para:  $\alpha_1 = \mp\sqrt{1-S^2}$ ,  $\alpha_2 = 0$ . Isso demonstra que para atingir uma modulação não-linear de perdas significativa o ressonador deve estar perto dos limites de estabilidade ( $S \approx \pm 1$ ).

Como exemplo, considere-se o ressonador da figura 28, de configuração favorável à obtenção do regime KLM, onde  $R_{1,2} = \infty$  e  $f=5\text{cm}$ . A variação relativa do raio do feixe no espelho  $M_1$  é fortemente dependente da distância entre as duas lentes focalizadoras,  $L_M$ , e da posição do meio Kerr,  $L_K$ . A figura 29 mostra esquematicamente o comportamento de  $\delta_1$  nas duas regiões de estabilidade óptica desse ressonador, para  $L_1=70\text{cm}$ ,  $L_2=90\text{cm}$  e  $d=1\text{cm}$ . O gráfico indica que a operação na proximidade de um limite de estabilidade não é, por si só, suficiente para se atingir grandes valores de  $\delta_1$ . Além disso, de um ponto de vista prático, o valor de  $L_M$  deve ser mantido a uma certa distância segura dos limites de estabilidade. Uma análise de gráficos como o da figura 29 indica que é mais conveniente utilizar-se ressonadores quase-simétricos ( $L_1 \approx L_2$ ), onde, entre outras características, o “gap” em  $L_M$ , entre as duas regiões de estabilidade, é quase nulo, e escolher um ponto de operação próximo dos limites de estabilidade centrais, onde grandes valores de  $\delta_1$  podem ser atingidos em uma distância razoável dos limites de estabilidade.<sup>103</sup>

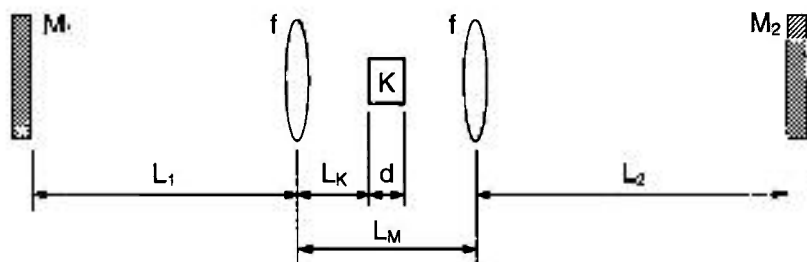


figura 28: Esquema geral de um ressonador óptico que favorece a obtenção do regime KLM.

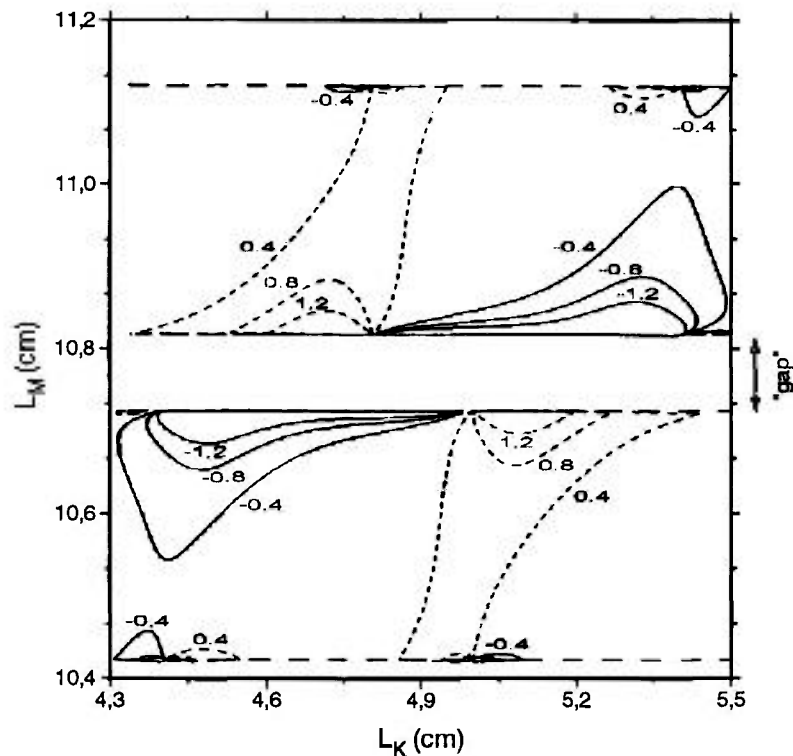


figura 29: Linhas de contorno para alguns valores de  $\delta_1$  (variação relativa do raio do feixe no espelho  $M_1$ , para baixo sinal), como função da distância entre as duas lentes focalizadoras,  $L_M$ , e da posição do meio Kerr,  $L_K$ , para o ressonador da figura 28. Considerou-se  $R_{1,2}=\infty$ ,  $f=5\text{cm}$ ,  $L_1=70\text{cm}$ ,  $L_2=90\text{cm}$ ,  $d=1\text{cm}$  e nenhum astigmatismo (feixe cilíndrico). As linhas horizontais são os limites de estabilidade óptica do ressonador.

### 2.9.2.3 Astigmatismo em ressonadores KLM

Os ressonadores utilizados na prática para KLM usualmente exibem astigmatismo, o que é geralmente devido a elementos em ângulo de Brewster e espelhos côncavos inclinados. Nesse caso, a propagação de feixes Gaussianos astigmáticos pelo meio não-linear deve ser analisada. Estudos numéricos demonstram que o astigmatismo pode produzir efeitos apreciáveis, mesmo em ressonadores com *compensação astigmática*.<sup>104</sup> Uma descrição equivalente à apresentada no item 2.6.3.1, mesmo considerando a propagação em apenas um dos planos (sagital ou tangencial), leva a equações acopladas nas variáveis  $w_x$  e  $w_y$ , devido ao termo não-linear.<sup>105</sup> Assim, a descrição desse sistema pelo formalismo para feixes cilíndricamente simétricos (até aqui apresentada) pode levar, em alguns casos, a resultados substancialmente diferentes.

A figura 30 apresenta a configuração mais geral de um ressonador contendo um meio Kerr, e define a notação das matrizes de propagação utilizada. Uma descrição ligeiramente diferente daquela apresentada no item 2.9.2.2 será utilizada, seguindo o formalismo proposto por Magni et.al.<sup>106</sup> Como uma fatia do meio Kerr, de espessura  $d\zeta$ , é equivalente a uma lente fina, o quadrado do raio do feixe no espelho  $M_1$ ,  $w_1^2$ , pode ser calculado com a análise ABCD padrão, uma vez que esta lente seja incluída na matriz do ressonador. A contribuição à sensibilidade de lente Kerr,  $\delta_1$ , que é devida a esta lente é dada portanto por:

$$d\delta_{1x} = \left( \frac{1}{w_{1x}} \frac{dw_{1x}}{d\phi_x} \right)_{\phi_x=0} \left( \frac{d\phi_x}{d\rho} \right)_{\rho=0} \quad (120)$$

onde  $\phi_x$  é a potência dióptrica (na direção  $x$ ) da fatia fina de meio Kerr, dada por:<sup>106</sup>

$$\phi_x = \rho \left( \frac{\lambda}{n_0 \pi} \right)^2 \left( \frac{w_x}{w_y} \right)^{1/2} \frac{1}{w_x^2} d\zeta \quad (121)$$

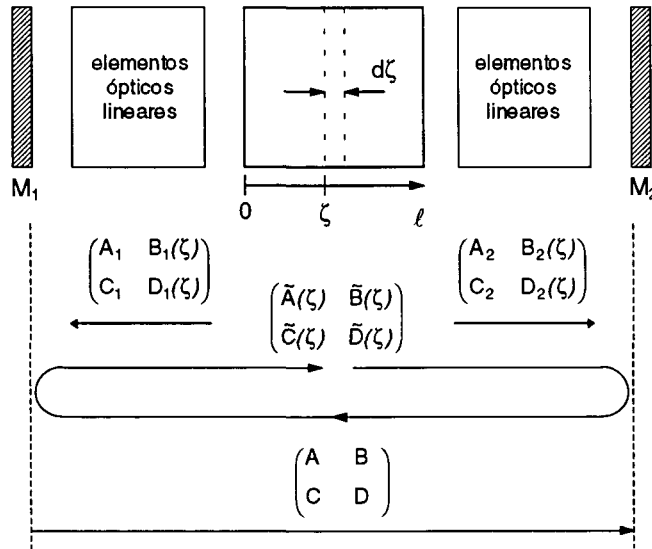


figura 30: Configuração geral de um ressonador contendo um meio Kerr. As setas indicam as direções às quais as matrizes se referem. Os subscritos  $x$  e  $y$  dos elementos de matriz estão omitidos. (descrição alternativa à da figura 27, mais adequada à análise de ressonadores com astigmatismo)

Os parâmetros do feixe usados na expressão ( 120 ) podem ser expressos como função dos elementos das matrizes dos sistemas ópticos contidos no ressonador. Nessa forma, a integração sobre o comprimento do meio Kerr prevê a fórmula final:<sup>106</sup>

$$\delta_{1x} = -\frac{2}{n_0} \left( \frac{1 - S_y^2}{1 - S_x^2} \right)^{1/4} \int_0^l \left| \frac{\tilde{B}_x}{\tilde{B}_y} \right|^{1/2} \frac{B_{2x} D_{2x} S_x + B_{1x} D_{1x}}{\tilde{B}_x^2} d\zeta \quad (122)$$

Pode-se obter a sensibilidade para lente Kerr na direção  $y$  simplesmente trocando os subscritos  $x$  e  $y$ , e também no espelho  $M_2$ , trocando os subscritos 1 e 2. Para um ressonador cilíndricamente simétrico, os parâmetros ao longo das direções  $x$  e  $y$  são idênticos; portanto a integral na expressão ( 122 ) pode ser imediatamente calculada, fornecendo uma expressão idêntica à ( 119 ).<sup>106</sup>

Um ressonador típico utilizado para lasers KLM é mostrado na figura 31. Este ressonador tem formato “z”, compensado astigmaticamente, com o meio não linear (em algumas configurações, como no laser de  $Ti:Al_2O_3$ , o próprio meio ativo) em ângulo de Brewster e localizado no braço central ( $L_M$ ).

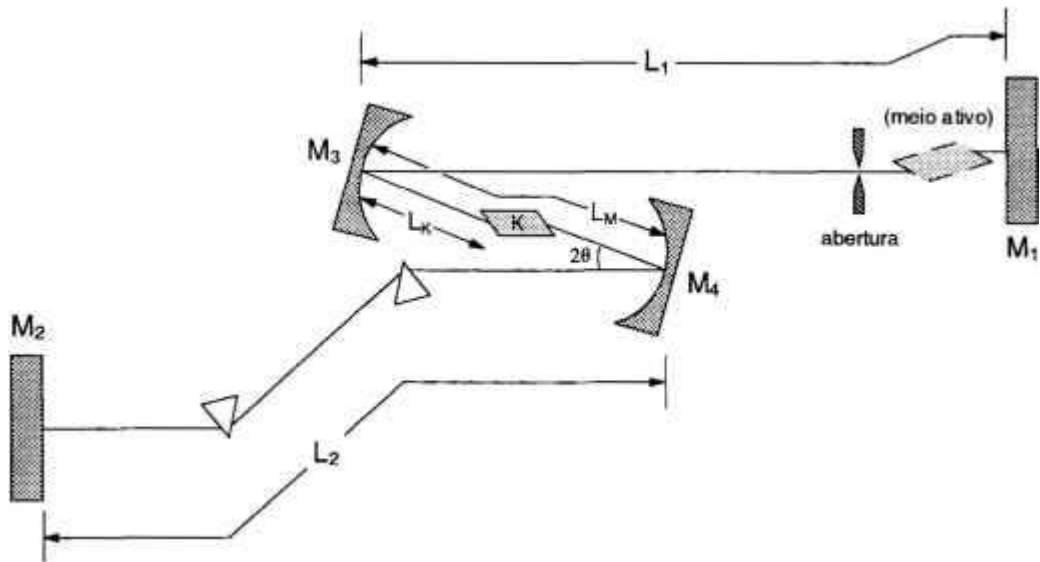


figura 31: Configuração típica do ressonador de um laser KLM.  $M_1$  e  $M_2$  são espelhos planos.  $M_3$  e  $M_4$  possuem curvatura positiva (usualmente,  $R_{3,4} = 10\text{cm}$ ). Em alguns casos (no laser KLM de  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ , p.ex.), o meio Kerr é o próprio meio laser ativo, localizando-se portanto no braço central ( $L_M$ ).

A figura 32 mostra as linhas de contorno de  $\delta_1$  para o plano tangencial, como função dos parâmetros  $L_M$  e  $L_K$ , para uma configuração simétrica do ressonador da figura 31. Considerou-se os espelhos  $M_1$  e  $M_2$  planos,  $M_3$  e  $M_4$  com raios de curvatura  $R_{3,4} = 10\text{cm}$ ,  $L_1 = L_2 = 85\text{cm}$ , meio não-linear de comprimento  $d = 2\text{cm}$ ,  $n_0 = 1,76$ , e  $\theta \cong 15^\circ$ . A figura 33 mostra as linhas de contorno de  $\delta$  para o mesmo ressonador, mas para o plano sagital. Este cálculo foi realizado por Magni et.al.,<sup>106</sup> e publicado em 1995. Para esta cavidade, as duas regiões de estabilidade óptica são ligadas, e resultam em uma única região de estabilidade, em termos de  $L_M$ . No limite de estabilidade central, o ressonador pode ser descrito como equivalente a um ressonador confocal.

Uma comparação entre linhas de contorno de  $\delta$  para diferentes ressonadores permite as seguintes conclusões:<sup>106</sup>

- (i) O efeito mais importante do astigmatismo é o de aumentar os valores absolutos de  $\delta$  no plano tangencial e reduzir no sagital. Assim, uma fenda no plano tangencial deve ser utilizada para induzir o KLM.<sup>54</sup>
- (ii) O ângulo de dobra é também um importante fator a ser considerado. Ressonadores com compensação astigmática também favorecem sensibilidades Kerr mais altas.
- (iii) KLM pode ser obtido na maioria dos ressonadores, desde que as distâncias  $L_M$  e  $L_K$  sejam apropriadamente ajustadas.
- (iv) Em geral, ressonadores simétricos apresentam regiões mais largas de  $\delta$  negativo. Assim, eles permitem maior tolerância na configuração da cavidade para KLM. Esta conclusão, apresentada na referência 106, é oposta àquela apresentada na referência 54, e resulta de uma análise muito mais geral e atual.
- (v) Em ressonadores simétricos, é possível atingir-se grandes valores de  $\delta$  aproximando-se do limite de estabilidade central, sem perda de potência do laser (considerando o meio ativo no braço  $L_M$ ).

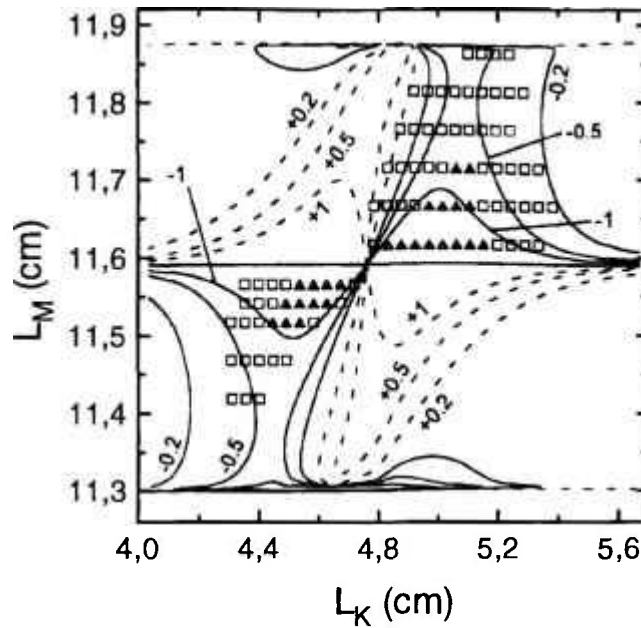


figura 32: Linhas de contorno da sensibilidade para lente Kerr no plano tangencial (parâmetro das curvas:  $\frac{1}{2} \cdot \delta_{1x}$ ), como função de  $L_M$  e  $L_K$ , para o ressonador da figura 31. Considerou-se  $R_{1,2}=\infty$ ,  $f=5\text{cm}$ ,  $L_1=L_2=85\text{cm}$ ,  $d=2\text{cm}$ ,  $n_0=1,76$  e  $\theta \cong 15^\circ$ . As linhas tracejadas horizontais são os limites de estabilidade óptica do ressonador. Também são indicados na figura os pontos onde experimentalmente verificou-se o regime KLM, em um laser de  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  (meio ativo e Kerr, posicionado no braço  $L_M$ ). Os quadrados marcam os pontos onde o KLM foi iniciado por uma perturbação mecânica em um dos espelhos. Os triângulos correspondem às posições onde verificou-se o regime auto-iniciado.

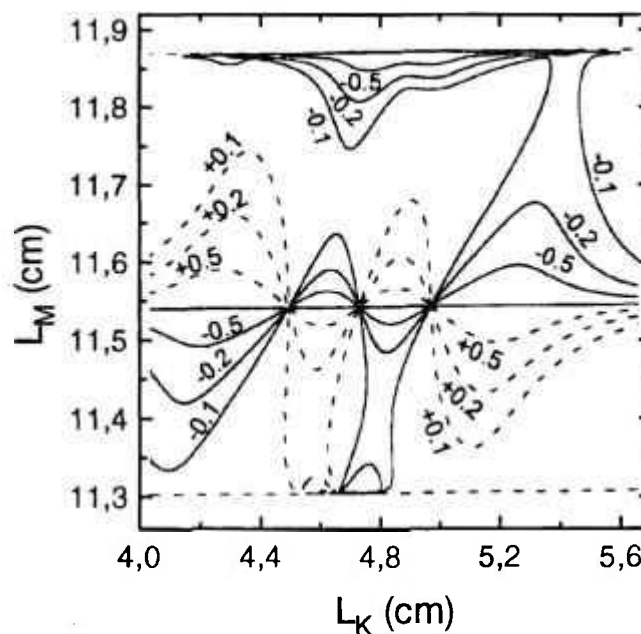


figura 33: O mesmo que na figura 32, mas no plano sagital.

Magni et.al,<sup>106</sup> também investigaram experimentalmente o sistema descrito na figura 32. O laser investigado é composto pelo ressonador descrito, um cristal de  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  de comprimento  $d = 2$  cm, dois prismas SF10 para a compensação de dispersão, e uma fenda na frente do espelho  $M_1$ , que corta o feixe no plano tangencial. O feixe de bombeamento, proveniente de um laser de argônio, foi ajustado para se evitar a influência no regime KLM por efeitos de guiamento de ganho (se o feixe de bombeamento tiver dimensões transversais menores que as do modo do laser, a distribuição transversal de ganho irá constituir uma abertura efetiva intracavidade). Os pontos de operação do ressonador para os quais o regime KLM foi obtido a partir de uma perturbação mecânica em um dos espelhos estão também mostrados na figura 32 como quadrados. Verifica-se uma boa concordância entre as previsões teóricas e os resultados experimentais. Quando a distância  $L_M$  foi ajustada próxima dos limites centrais de estabilidade, o regime KLM tornou-se auto-iniciado, correspondendo na figura 32 aos pontos com triângulos. Pode-se notar que estes pontos correspondem a grandes valores negativos de  $\delta_{1x}$ .

Finalmente, deve-se destacar que os cálculos de  $\delta_{1x}$  mostrados se aplicam a qualquer sistema laser com o mesmo ressonador considerado. Deve-se lembrar que o cálculo de  $\delta_{1x}$ , a variação relativa do raio do feixe no espelho  $M_1$ , é realizada para baixo sinal, e assim não depende de  $p$ . Lembrando ainda que  $p = P/P_C$ , e que não há nenhuma outra dependência explícita de  $\delta_{1x}$  com  $P$  ou com  $n_2$ , (ver expressões ( 119 ) a ( 122 )), o cálculo vale para qualquer meio de ganho e para qualquer meio Kerr. Isto não é surpreendente, porquanto o cálculo de  $\delta_{1x}$  permite um conhecimento apenas parcial dos parâmetros do regime: somente as características geométricas do ressonador quanto à modulação por lente Kerr são descritas. As características do regime, tais como estabilidade e largura de pulso, podem ser previstas somente com a utilização adicional de parâmetros do meio de ganho, bombeamento, e absorção saturável equivalente. A ação de absorção saturável equivalente depende da abertura da fenda,  $a$ , do valor de  $n_2$  do meio Kerr, além do conhecimento de  $\delta_{1x}$ , como mostrado na expressão ( 118 ).

Assim, uma descrição mais abrangente do regime requer uma análise de auto-consistência e estabilidade, em função da taxa de bombeamento e da SAM, como descrito no item 2.4.2.3 (modelo de absorvedor saturável rápido). Este cálculo ainda não foi reportado na literatura.

### 3. Desenvolvimentos teóricos, cálculos e simulações

#### 3.1 Cálculos quantitativos nos regimes de acoplamento de modos passivo

Desenvolvemos um programa computacional que fornece graficamente os limites no plano  $g_0 \times q_0$  dos regimes obtidos em um dado sistema laser c.w. com absorvedor saturável lento ou rápido, segundo os modelamentos descritos na seção 2.4.2. Assim, uma vez conhecidos os parâmetros do meio laser e do absorvedor, pode-se avaliar a viabilidade do regime de acoplamento de modos passivo, quanto à autoconsistência, estabilidade e auto iniciação do regime, além da previsão das larguras temporais dos pulsos.

Como um teste inicial do procedimento desenvolvido, realizamos alguns cálculos visando reproduzir os resultados teóricos apresentados por Haus,<sup>30</sup> em seu trabalho original. Apresentamos aqui esse cálculo preliminar com a finalidade de demonstrar a funcionalidade do mesmo, assim como ilustrar os resultados práticos do modelamento da seção 2.4.2. A análise gráfica dos comportamentos gerais dos limites para os regimes fornece a possibilidade de discutir os resultados dos cálculos para lasers de Nd, que serão apresentados nas seções posteriores.

Inicialmente, realizamos um cálculo dos limites para autoconsistência no regime de acoplamento de modos por absorvedor saturável lento. O sistema considerado é um laser de corante, mais especificamente *Rodamina 6G*, com absorvedor saturável também na forma de um corante. Os parâmetros iniciais considerados são:  $\lambda_0 \cong 600$  nm,  $\Delta\omega \cong 1500$  cm<sup>-1</sup>,  $\sigma_L \cong 2.10^{-16}$  cm<sup>2</sup>,  $\tau_L \cong 5.10^{-9}$  s,  $A_L \cong 3.10^{-5}$  cm<sup>2</sup>,  $\sigma_A \cong 4.10^{-16}$  cm<sup>2</sup>,  $\tau_A \cong 1,5.10^{-9}$  s e  $A_A \cong 10^{-5}$  cm<sup>2</sup>. Estes dados correspondem a um sistema com  $s \cong E_L/E_A \cong 6$ . Dois casos foram considerados:  $T_R/\tau_L \cong 0,6$  e  $T_R/\tau_L \cong 1,2$  ( $T_R = 3.10^{-9}$  s e  $T_R = 6.10^{-9}$  s, respectivamente).

Estes parâmetros ( $s$  e  $T_R/\tau_L$ ) são os fundamentais para a definição dos limites nesse regime:  $s$  indica a facilidade com que o absorvedor é saturado (no caso do absorvedor lento, a saturação é função da *energia* do pulso, e não da potência), e  $T_R/\tau_L$  está relacionado com a capacidade de recuperação do ganho no período entre pulsos. A figura 34 mostra o resultado do cálculo para este caso, sendo que para  $T_R/\tau_L \cong 1,2$  a fronteira inferior ultrapassa a linha de limiar, indicando um efeito de histerese para  $q_0 > 1$ .

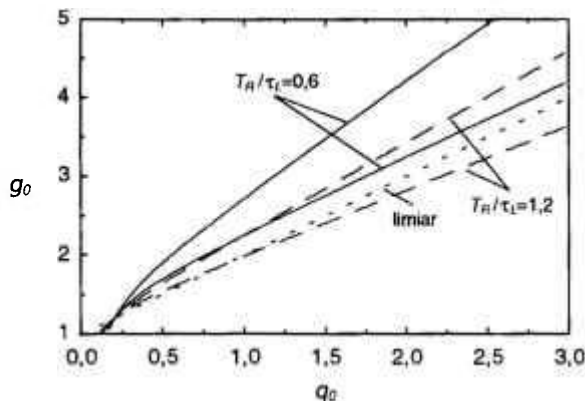


figura 34: Limites para o regime de pulso único (entre as curvas) no acoplamento de modos por absorvedor saturável lento, para  $s = 6$ .

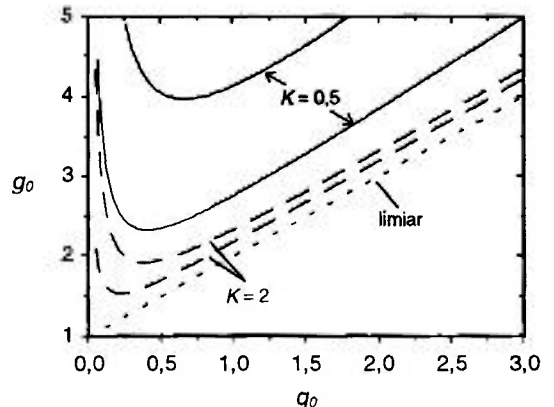


figura 35: Limites para o regime de pulso único (entre as curvas) no acoplamento de modos por absorvedor saturável rápido.

Para a análise do regime de acoplamento de modos por absorvedor saturável rápido, o sistema considerado também foi um laser de corante. Com relação aos parâmetros anteriores, apenas a seção de choque do absorvedor saturável e o seu tempo de relaxação são alterados para:  $\sigma_A \cong 3.10^{-15} \text{ cm}^2$  e  $\tau_A \cong 10^{-15} \text{ s}$ . Nesse caso,  $K = (P_L/P_A)\Delta\omega T_R/4$  é o parâmetro fundamental para os limites do regime, sendo (analogamente a  $\underline{s}$  para o caso lento) uma medida da facilidade com que o absorvedor é saturado.  $K$  também contém uma medida do período do ressonador, normalizado pelo inverso da largura de linha de ganho. Novamente, dois casos são considerados:  $K \cong 0,5$  e  $K \cong 2$ , correspondendo a  $T_R = 5.10^{-9} \text{ s}$  e  $T_R = 2.10^{-8} \text{ s}$ , respectivamente. A figura 35 mostra os limites para pulso único nesse regime, com  $K$  como parâmetro. Como pode-se notar, quanto maior for  $K$ , mais estreita é a região no plano  $g_0 \times q_0$  na qual soluções de pulso único para o acoplamento de modos são obtidas. Como geralmente  $\Delta\omega T_R \gg 1$ , para manter  $K$  com valores moderados é necessário que  $P_L/P_A < 1$  (o absorvedor não deve saturar tão facilmente quanto o meio de ganho)

Para o estudo dos limites de auto-iniciação do regime de acoplamento de modos, o sistema considerado (laser de corante) tem os mesmos parâmetros do caso com absorvedor saturável lento, porém com  $T_R = 1,6.10^{-8} \text{ s}$ . O resultado do cálculo destes limites é mostrado na figura 36, para três casos:  $P_L/P_A = 0,5$ ,  $P_L/P_A = 0,75$  e  $P_L/P_A = 1,0$ , correspondendo a:  $A_A \cong 3.10^{-5} \text{ cm}^2$ ,  $A_A \cong 2.10^{-5} \text{ cm}^2$  e  $A_A \cong 1,5.10^{-5} \text{ cm}^2$ . A região do plano  $g_0 \times q_0$  na qual o regime tende a ser auto-iniciado é aquela abaixo das curvas, dada pela condição (70). Esta condição foi obtida supondo-se a pré-existência de soluções independentes do tempo, ou seja, que o laser esteja acima do limiar. Pode-se mostrar que as curvas que limitam a auto-iniciação vão estar acima da linha de limiar apenas se:<sup>30</sup>

$$\frac{P_L}{P_A} \frac{1 + (2\pi\tau_L/T_R)^2}{1 + (2\pi\tau_A/T_R)^2} > 1 \quad (123)$$

Assim, para o regime ter soluções auto-iniciadas:  $P_L/P_A > [1 + (2\pi\tau_A/T_R)^2] / [1 + (2\pi\tau_L/T_R)^2]$ . Como no regime por absorvedor saturável lento não há nenhuma restrição aos valores de  $P_L/P_A$ , normalmente é menos difícil satisfazer as condições para o regime auto-consistente, auto-iniciado e insensível a oscilações de relaxação (também dependente de  $P_L/P_A$ , como veremos a seguir) do que no caso de absorvedor saturável rápido.

O estudo teórico das fronteiras das regiões de oscilações de relaxação foi realizado considerando-se um laser de Nd:YAG com absorvedor saturável (lento) de  $\text{LiF:F}_2^-$ , com parâmetros:  $\lambda_0 \cong 1064 \text{ nm}$ ,  $\Delta\omega \cong 4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\sigma_L \cong 6.10^{-19} \text{ cm}^2$ ,  $\tau_L \cong 2,4.10^{-4} \text{ s}$ ,  $A_L \cong 10^{-2} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma_A \cong 10^{-17} \text{ cm}^2$ ,  $\tau_A \cong 10^{-7} \text{ s}$  e  $T_R = 10^{-8} \text{ s}$ . Foram considerados: duas razões de potências de saturação,  $P_L/P_A = 0,5$  e  $P_L/P_A = 0,75$ , correspondendo a  $A_A \cong 1,3.10^{-4} \text{ cm}^2$ ,  $A_A \cong 9.10^{-5} \text{ cm}^2$  e três casos de tempo de vida do ressonador:  $\tau_C/\tau_L = 0,25$ ,  $\tau_C/\tau_L = 0,1$  e  $\tau_C/\tau_L = 0,05$ , correspondendo a perdas do ressonador iguais a  $L = 8.10^{-5}$ ,  $L = 2.10^{-4}$  e  $L = 4.10^{-4}$ , respectivamente (obs. estes são valores extremamente pequenos de perdas). A figura 37 mostra o resultado desse cálculo. A região de instabilidade situa-se acima da linha de limiar para  $P_L/P_A < 1$ , e cobre porções cada vez maiores do plano  $g_0 \times q_0$  para valores menores de  $\tau_C/\tau_L$ . A existência de instabilidades pode ser entendida da seguinte maneira: se  $\tau_L$  é muito longo (comparado com  $\tau_C$ ), a variação do ganho não acompanha de maneira sincrona a mudança (periódica) no absorvedor saturável, e assim o ganho não consegue estabilizar o desequilíbrio causado pela mudança na absorção.

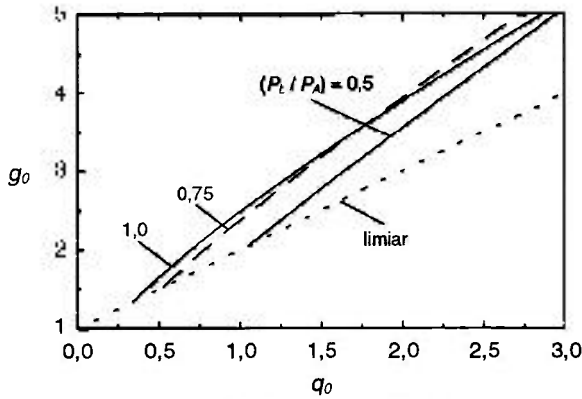


figura 36: Fronteiras para regimes de auto-iniciação de acoplamento de modos (à direita das curvas);  $\tau_L/T_R \equiv 0,3$  e  $\tau_A/T_R \equiv 0,1$

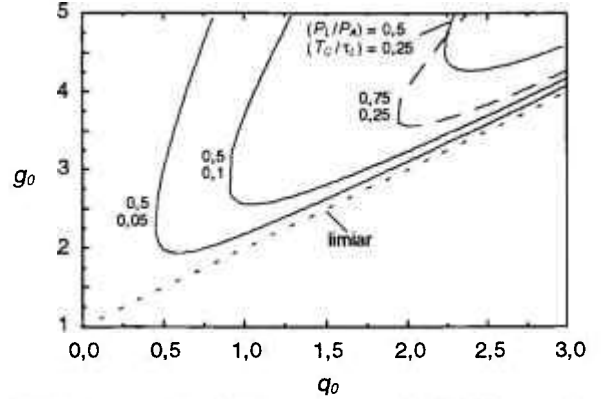


figura 37: Contornos de instabilidade para oscilações de relaxação. Regiões circunscritas pelas curvas são instáveis.

Os resultados até aqui apresentados, dos cálculos por nós realizados, não constituem resultados originais, pois reproduzem fielmente aqueles apresentados por Haus.<sup>30</sup> Entretanto pudemos realizar estes cálculos considerando sistemas reais, tais como o laser de corante e o de Nd:YAG, o que não foi citado no trabalho original. Além disso, o nosso cálculo permitiu a obtenção adicional do comportamento das larguras de pulso previstas pelo modelo, como função de  $q_0$ . Estes cálculos são mostrados na figura 38, para o caso do absorvedor lento, e na figura 39 para o caso do absorvedor rápido (considerou-se os mesmos parâmetros que para os cálculos realizados anteriormente, mostrados na figura 34 e na figura 35).

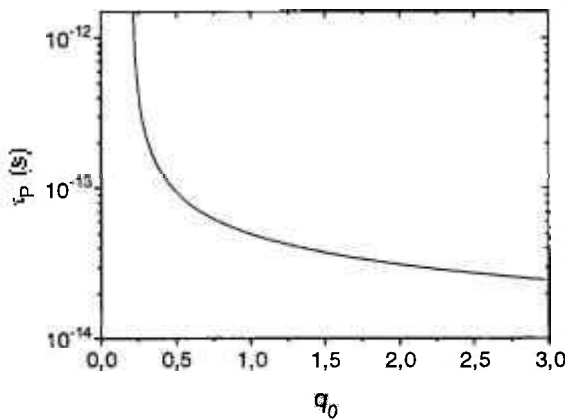


figura 38: Larguras de pulso calculadas para o laser de corante com absorvedor saturável lento. A curva é a mesma para as duas condições mostradas na figura 34.

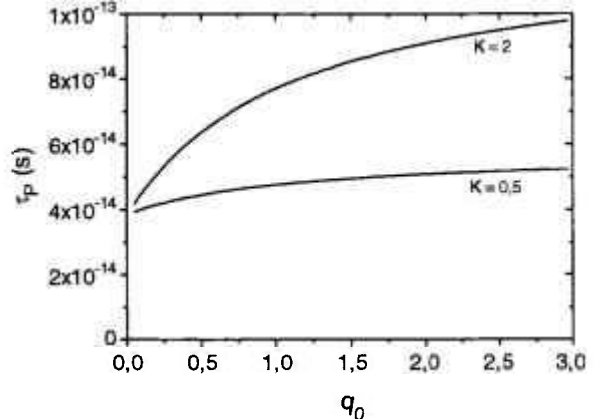


figura 39: Larguras de pulso calculadas para o laser de corante com absorvedor saturável rápido, para as duas condições mostradas na figura 35

Deve-se destacar que, contrariamente ao caso com absorvedor lento, o mecanismo de acoplamento de modos por absorvedor saturável rápido leva a larguras de pulso que apresentam muito pouca dependência com a absorção inicial do absorvedor, como mostra a expressão (60). Nós não consideramos efeitos de SPM e GVD, super-estimando portanto alguns limites para o regime e os inversos das larguras finais de pulso.

### 3.2 Limites para a geração de acoplamento de modos com absorvedores saturáveis lentos em lasers de neodímio

#### 3.2.1 Caso 1 - Análise de um resultado da literatura

O regime de acoplamento de modos em um laser contínuo de Nd:YAG com cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$  foi experimentalmente obtido somente para comprimentos longos do ressonador ( $\ell' \gg 3 \text{ m}$ ), se estabelecendo claramente para  $\ell' = 30 \text{ m}$ , e para uma absorção inicial do absorvedor saturável de apenas 1,8%. Estimando-se que esse sistema laser possui perdas de 40% por passo, temos  $q_0 \approx 0,04$ . Observou-se que mesmo um pequeno desvio desse valor de absorção inicial resulta em uma séria deterioração do regime.<sup>25</sup> Se a absorção inicial é inferior ao valor ótimo, o sistema estabelece o regime contínuo de oscilação (c.w.). Se a absorção inicial é maior, observou-se oscilações de relaxação com nenhuma sub-estrutura de acoplamento de modos. Realizamos um cálculo dos limites no plano  $g_0 \times q_0$  para este sistema, sendo que os resultados são mostrados graficamente na figura 40. Os parâmetros considerados são,  $\lambda_L = 1064 \text{ nm}$ ,  $\Delta\omega_L = 4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\sigma_L = 6 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ ,  $\tau_L = 2,4 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ ,  $\sigma_A = 1,7 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ ,  $\tau_A = 6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ ,  $A_L = A_A = 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$  ( $w \cong 400 \mu\text{m}$ ). Nesse caso,  $s = 30$  e  $P_L/P_A \cong 0,007$ . O comprimento do ressonador é  $\ell' = 30 \text{ m}$  ( $\tau_C/\tau_L \cong 0,004$ ).

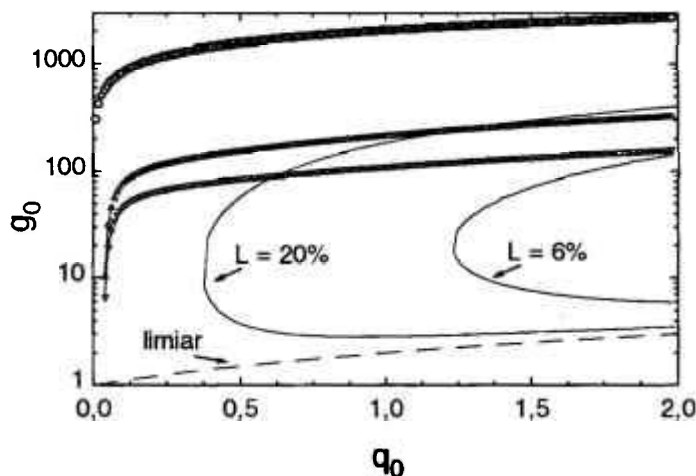


figura 40: Limites para a geração de acoplamento de modos em um laser de Nd:YAG com absorvedor saturável  $\text{LiF:F}_2^-$ . O comprimento do ressonador é  $\ell' = 30 \text{ m}$ . As curvas contínuas circunscrevem a região de oscilações de relaxação (e regime de chaveamento-Q). As curvas com triângulos limitam a região de autoconsistência para a geração de pulsos únicos por acoplamento de modos. A curva com círculos delimita superiormente a região de auto-iniciação do regime.

Como o sistema da referência 25 consiste em um laser c.w. bombeado por lâmpada, os valores de ganho tipicamente atingidos<sup>127</sup> não ultrapassam o valor  $\Gamma_0 \approx 3$ . Podemos assumir que as perdas do ressonador são:  $L_0 \approx 0,4$  (15% de perdas por passo e 10% de transmissão do espelho). Assim, o parâmetro  $g_0 = \Gamma_0 / L_0$  é limitado a um valor aproximado:  $g_0 \leq 10$ .

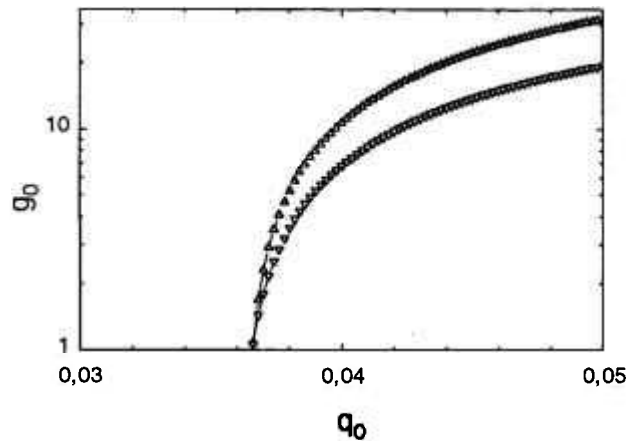


figura 41: Limites para a geração de acoplamento de modos em um laser de Nd:YAG com absorvedor saturável  $\text{LiF:F}_2^-$ , para um ressonador de comprimento  $\ell' = 30$  m (expansão do gráfico da figura 40).

Conforme mostrado na figura 41, que é a região de interesse da figura 40, o valor ótimo experimentalmente encontrado para  $q_0$  é da mesma ordem dos valores teoricamente previstos para o estabelecimento do regime de acoplamento de modos nesse tipo de sistema ( $\sim 0,04$ ). O cálculo realizado também demonstra claramente que o regime de acoplamento de modos é extremamente sensível à absorção inicial:  $\Delta q_0 \approx 0,003$ , como verificado experimentalmente.

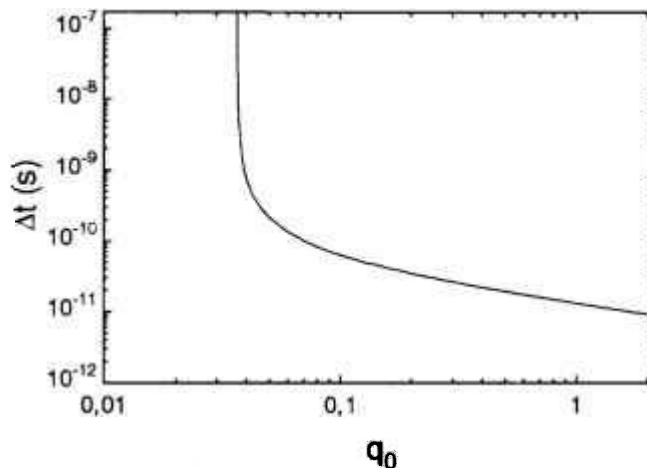


figura 42: Largura temporal calculada para os pulsos obtidos por acoplamento de modos em um laser de Nd:YAG com absorvedor saturável  $\text{LiF:F}_2^-$ , considerando um ressonador de comprimento  $\ell' = 30$  m, como função da absorção inicial do absorvedor

A largura temporal dos pulsos obtidos com esta técnica pode ser estimada utilizando-se a expressão ( 53 ). Considerando  $q_0$  igual a 0,04,  $\Delta\omega_g = 4 \text{ cm}^{-1}$  e  $V_0$  dado por ( 50 ) temos:  $\tau_p \approx 600$  ps. O valor experimental obtido foi  $\tau_p \approx 300$  ps, o que demonstra a validade do cálculo acima, pois obteve-se pulsos de largura temporal de mesma ordem de grandeza. A figura 42 mostra o cálculo da largura temporal dos pulsos gerados, para este sistema, em função da absorção inicial do absorvedor, e para valores de ganho que garantem a condição de autoconsistência para a geração de pulsos únicos por acoplamento de modos. A partir de um

dados valores de  $q_0$  (p.ex.,  $q_0 > 0,5$  para  $L=0,2$ ) obviamente não é possível obter-se um regime estável, devido às oscilações de relaxação (como mostra a figura 40).

### 3.2.2 Caso 2 - Laser de Nd:YLF - LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> com ressonador de 1,5 m

O cálculo dos limites para a geração de acoplamento de modos passivo no laser de Nd:YLF com LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>, considerando-se um ressonador de comprimento  $\ell' = 1,5$  m, é mostrado na figura 43. Considerou-se:  $\lambda_L = 1047$  nm,  $\Delta\omega_L = 12$  cm<sup>-1</sup>,  $\sigma_L = 3 \cdot 10^{-19}$  cm<sup>2</sup>,  $\tau_L = 5,3 \cdot 10^{-4}$  s,  $\sigma_A = 1,7 \cdot 10^{-17}$  cm<sup>2</sup>,  $\tau_A = 6 \cdot 10^{-8}$  s,  $A_L = A_A = 3 \cdot 10^{-4}$  cm<sup>2</sup> ( $w \cong 100 \mu\text{m}$ ) e  $T_R = 10^{-8}$  s ( $s = 60$ ,  $P_L/P_A \cong 0,006$  e  $\tau_C/\tau_L \cong 10^{-4}$ ).

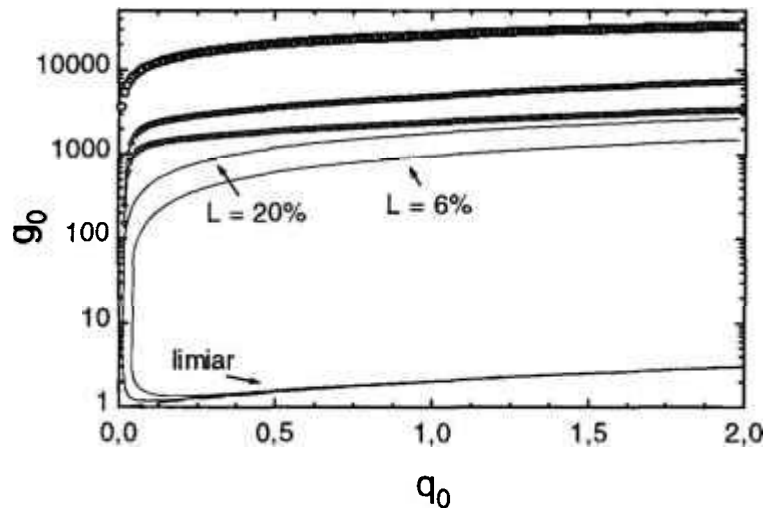


figura 43: Limites para a geração de acoplamento de modos em um laser de Nd:YLF com absorvedor saturável LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>. O comprimento do ressonador é  $\ell' = 1,5$  m. As curvas contínuas circunscrevem a região de oscilações de relaxação (e regime de chaveamento-Q). As curvas com triângulos limitam a região de autoconsistência para a geração de pulsos únicos por acoplamento de modos. A curva com círculos delimita a região de auto-iniciação do regime (abaixo da curva).

A análise comparativa deste resultado com aquele obtido para um ressonador com  $\ell' = 30$  m mostra que a diminuição em  $T_R$  leva a três principais efeitos: 1) a região de instabilidade se estende agora por uma área muito maior do plano  $g_0 \times q_0$ , devido ao menor tempo de vida dos fótons no ressonador; 2) as condições de autoconsistência do regime são agora satisfeitas para valores de ganho máximo (proporcional à taxa de bombeamento) uma ordem de grandeza maiores que no caso anterior, pois o meio laser deve agora recuperar o seu ganho inicial em um período  $T_R$  uma ordem de grandeza menor; 3) a região de auto-iniciação do regime também se estende para valores de ganho uma ordem de grandeza maiores que os anteriores. Este cálculo mostra claramente porque o regime de acoplamento de modos nesse sistema nunca foi obtido para comprimentos curtos do ressonador: os valores de ganho máximo necessários,  $g_0 = \Gamma_0 / L_0 \approx 1000$ , são muito superiores àqueles obtidos com bombeamento por lâmpada ou até por configurações típicas com bombeamento colinear. De acordo com este cálculo vemos, portanto, porque o uso de LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> em lasers contínuos de Nd tem comumente se restringido à

obtenção de regimes de chaveamento-Q, apenas. A figura 44 mostra o cálculo da largura temporal dos pulsos gerados neste sistema em função da absorção inicial do absorvedor (utilizando-se a expressão ( 53 )), e para valores de ganho que garantem a condição de autoconsistência para a geração de pulsos únicos por acoplamento de modos (delimitados por triângulos na figura 43). Considerando  $q_0 \cong 0,5$  e  $\Delta\omega_g = 12 \text{ cm}^{-1}$ , a largura temporal estimada dos pulsos obtidos com esta técnica é:  $\tau_p \cong 10 \text{ ps}$ .

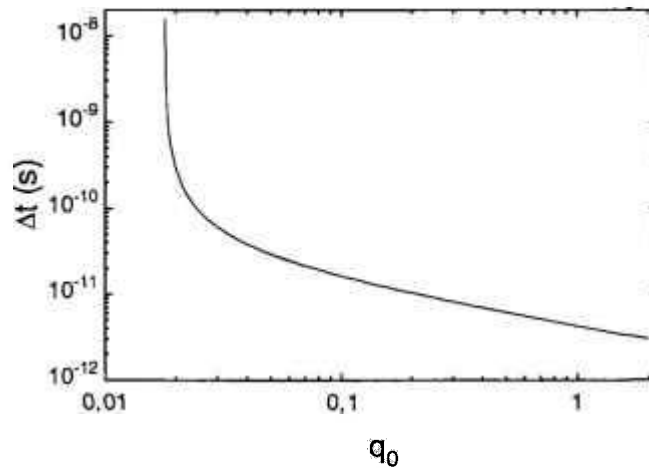


figura 44: Largura temporal calculada para os pulsos obtidos por acoplamento de modos em um laser de Nd:YLF com absorvedor saturável LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>, considerando um ressonador de comprimento  $\ell' = 1,5 \text{ m}$ , como função da absorção inicial do absorvedor

Assim, esta análise teórica quantitativa dos parâmetros necessários para o regime de acoplamento de modos por absorvedores saturáveis lentos permitiu explicar os resultados experimentais obtidos para o laser de Nd:YAG com LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>, em um ressonador de 30m, assim como identificar configurações com maior tolerância nos parâmetros, para a obtenção desse regime em lasers contínuos de Nd:YLF.

### 3.3 Limites para a geração do regime KLM em lasers de neodímio.

Esquemas longitudinais de bombeamento para lasers de neodímio bombeados por diodo-laser são altamente eficientes, obtendo-se altas taxas de bombeamento, estabilidade e compactação, de maneira sem precedentes. Esse tipo de sistema tem permitido também a obtenção das menores larguras de pulso com as diversas técnicas de acoplamento de modos, como já citado. Entretanto, a mínima cintura do feixe, obtida por focalização do feixe do diodo-laser de alta potência (normalmente uma matriz de diodos, ou elementos denominados de *área-larga*), tipicamente é superior a 100  $\mu\text{m}$ . Isso requer que a cintura do modo do laser no meio de ganho seja também superior a 100  $\mu\text{m}$  para a obtenção de altas eficiências. A não-linearidade produzida no próprio meio de ganho (somente a contribuição não-ressonante, ou rápida, é relevante aqui) é portanto tipicamente muito pequena para produzir o auto-acoplamento de modos do laser. Um único resultado de auto-acoplamento de modos KLM no laser de Nd:YAG bombeado por diodo, com lente Kerr produzida no próprio meio de ganho, foi reportado até o presente momento.<sup>107</sup> Nesse sistema, entretanto, a não-linearidade não foi suficiente para proporcionar um regime auto-iniciado. Assim, usualmente um meio não-linear adicional é inserido na cavidade, em um foco bastante estreito, para prover a não-linearidade necessária para atingir o regime KLM nesses lasers, especialmente no laser de Nd:YLF, cujo valor de  $n_2$  é de aproximadamente um quinto do valor no Nd:YAG (ver Tabela 2).

Dois meios não-lineares utilizados para a obtenção do regime KLM em lasers de Nd:YLF são os vidros SF56 e SF57 (Schott). Além do fato de que estes materiais apresentam altos valores de  $n_2$  comparados a outros materiais, como mostrado na Tabela 2, estes vidros são particularmente utilizados para o KLM de laser de Nd porque apresentam os mais baixos valores de absorção em 1  $\mu\text{m}$  e alta qualidade óptica. Tipicamente, utiliza-se um elemento com 1 cm de comprimento de vidro SF57, inserido em um foco intracavidade de aproximadamente 30  $\mu\text{m}$ , no braço central do ressonador (ver figura 31). Esse foi o arranjo experimental que produziu pela primeira vez o regime KLM em um laser de Nd (com geração de pulsos de 6 ps),<sup>108</sup> e permitiu recentemente o desenvolvimento da configuração mais otimizada desse sistema (totalmente de estado-sólido, regime auto-iniciado, com pulsos de 3 ps e alta estabilidade).<sup>46</sup>

A única demonstração do regime KLM em um laser de Nd bombeado por lâmpada foi reportada por pesquisadores do MIT, *Coherent Laser Group* e *Universidade Federal de Alagoas*.<sup>45</sup> Nesse sistema, utilizou-se a técnica denominada "*espelho de micro-pontos*". Um dos espelhos terminais de um laser de Nd:YLF foi substituído por um substrato com espessura de 1,3 cm de vidro SF56, com filme anti-refletor do lado interno e altamente refletor do lado externo ao ressonador. O filme altamente refletor é padronizado em uma matriz de micro-pontos por técnicas fotolitográficas. O encurtamento de pulso foi verificado para micro-pontos de aproximadamente 125  $\mu\text{m}$  de diâmetro, sendo que o raio transversal do modo do laser nesse espelho não-linear é de 40  $\mu\text{m}$ . Entretanto, um modulador acusto-óptico, com uma modulação de perdas de aproximadamente 5%, foi necessário para a iniciação do regime. Para a obtenção da máxima estabilidade do regime, e pulsos com as menores larguras temporais (2,3 ps), utilizou-se também um interferômetro de *Gires-Tournois* intracavidade, para o controle da GVD.

Em alguns destes sistemas, algum tipo de mecanismo de controle da dispersão intracavidade foi utilizado, de maneira se a compensar a varredura em frequência provocada pela auto-modulação de fase, sendo que este procedimento demonstrou-se importante para a estabilização do regime. Nas primeiras demonstrações de KLM em lasers de Nd, nenhum controle da dispersão intracavidade foi utilizado, e pulsos com larguras temporais semelhantes às obtidas pelos sistemas com controle de dispersão foram obtidos. Considerando também outros resultados experimentais de acoplamento de modos ativo com a adição de efeito Kerr (somente auto-modulação de fase),<sup>41,42</sup> e a análise teórica apresentada no item 2.7.1, podemos afirmar que uma análise inicial do regime KLM em lasers de Nd pode ser realizada considerando-se apenas as dinâmicas de ganho e absorção saturável equivalente (formalismo descrito no item 2.4.2.3). Este cálculo, apesar de considerar os principais mecanismos formadores do regime, pretende ser apenas aproximado, pois a presença de auto-modulação de fase pode levar o sistema à instabilidade e, com o controle da dispersão, a um encurtamento do pulso por um fator ~2, como mostrado no item 2.7.1.

### 3.3.1 Estudo dos valores de ganho para o regime de pulso único

Não existe na literatura desenvolvimento formal para o estudo desse regime. Assim, procuramos desenvolver um método de análise aproximado, baseado no formalismo de absorvedor saturável rápido, descrito a seguir.

Inicialmente é necessário desenvolver-se uma expressão precisa para as perdas saturáveis, em um formato equivalente à expressão ( 54 ). No caso de feixes e aberturas circulares, as perdas saturáveis da técnica KLM são descritas pela expressão ( 117 ). Para ressonadores com astigmatismo, considerando uma obstrução parcial do feixe no espelho  $M_1$  (por uma lâmina), temos:

$$\frac{L_A}{2} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{x_0}^{\infty} dx \cdot e^{-2 \left( \frac{x^2}{w_{1x}^2} + \frac{y^2}{w_{1y}^2} \right)}}{\int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} dx \cdot e^{-2 \left( \frac{x^2}{w_{1x}^2} + \frac{y^2}{w_{1y}^2} \right)}} = \frac{\sqrt{2}}{w\sqrt{\pi}} \int_{x_0}^{\infty} dx \cdot e^{-2 \left( \frac{x}{w_{1x}} \right)^2} = \frac{1}{1 + e^{-f\left(\frac{2x_0}{w_{1x}}\right)}} \quad (124)$$

onde:  $f(x) \equiv 0,01 + 1,55 \cdot x + 0,05 \cdot x^2 + 0,05 \cdot x^3$  (125)

é um polinômio de terceira ordem com coeficientes ajustados numericamente para máxima correlação entre a função à direita de ( 124 ) e a integral do lado esquerdo (correlação: 0,9999), como demonstrado por Khosrofian et al.<sup>109</sup> Expandindo as perdas em primeira ordem de  $p$ , temos:

$$L_A = \frac{2}{1 + e^{-f\left(\frac{2x_0}{w_{1x}}\right)}} \left[ 1 + \frac{(2x_0/w_{1x}) \dot{f}(2x_0/w_{1x})}{1 + e^{-f\left(\frac{2x_0}{w_{1x}}\right)}} \cdot \delta_{1x} \cdot p \right] \quad (126)$$

onde:  $\dot{f}(x) = df/dx$  e  $w_{1x} = w_{1x}(0)$ . De acordo com esta última expressão, obtém-se perdas saturáveis apenas para valores de  $\delta_{1x}$  negativos. Quando da utilização de uma fenda, ao invés de uma simples lâmina, basta multiplicar esta última expressão por um fator 2. Uma simplificação adicional desta expressão, e já considerando uma fenda para obstrução do feixe, leva a:

$$L_A = \frac{4}{1 + e^{\frac{f(2x_a/w_{1x})}{w_{1x}}}} [1 + f'(2x_a/w_{1x}) \cdot \delta_{1x} \cdot p] \quad (127)$$

onde:

$$f'(x) \cong x + 0,45 \cdot x^2 + 0,1 \cdot x^3 \quad (128)$$

é também um polinômio de terceira ordem com coeficientes ajustados numericamente para máxima correlação com  $(2x_a/w_{1x}) f'(\frac{2x_a}{w_{1x}}) / \{1 + \exp[-f(\frac{2x_a}{w_{1x}})]\}$ .

Lembrando que as perdas introduzidas por um absorvedor saturável rápido real são descritas pela expressão geral ( 54 ):

$$L_A(f) = L_0 \left[ 1 - \frac{P}{P_A} \right] \quad ; \quad P_A = (h\nu_0 A_A) / (\sigma_A \tau_A)$$

pode-se, comparando esta expressão com ( 127 ), identificar as perdas iniciais do KLM como:

$$L_0 = \frac{4}{1 + e^{\frac{f(2x_a/w_{1x})}{w_{1x}}}} \quad (129)$$

e a potência de saturação do KLM como:

$$P_A = \frac{-P_C}{\delta_{1x} \cdot f'(2x_a/w_{1x})} \quad (130)$$

onde  $P_C = \lambda^2 / (2\pi \cdot n_0 \cdot n_2)$ . A potência crítica do vidro SF57, considerando  $\lambda \cong 1\mu\text{m}$ ,  $n_0 \cong 1,7$  e  $n_2 = 2,6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$ , é  $P_C \cong 300 \text{ kW}$ . Por outro lado, um ressonador com configuração-padrão para o KLM de lasers de Nd (p.ex. o descrito na figura 31), pode ser ajustado de maneira a obter-se valores da sensibilidade para KLM,  $\delta_{1x} = (1/w_{1x})(dw_{1x}/dp)|_{p=0}$ , da ordem de -2 (ver figura 32). Considerando um ajuste do espaçamento da fenda  $0 \leq (2x_a/w_{1x}) \leq 4$ , temos  $\infty \geq P_A \geq 10 \text{ kW}$ . Tipicamente tem-se  $P_A(2x_a/w_{1x}=1) \cong 100 \text{ kW}$ .

A seção de choque do absorvedor saturável equivalente é dada por:  $\sigma_A = (A_A \cdot h\nu) / (P_A \cdot \tau_A)$ . Entretanto, a área do feixe no absorvedor saturável,  $A_A$ , é um parâmetro físico apenas para o caso de absorvedores saturáveis reais. Na presente técnica (KLM), o efeito de perdas saturáveis, tipicamente, não é localizado (a menos na técnica de "espelho de micro-pontos"). Assumindo que a área do feixe no absorvedor saturável equivalente,  $A_A$ , seja aquela na posição do meio Kerr,  $\pi(w_0)^2$ , e considerando  $P_A = 10^5 \text{ W}$ ,  $A_A \approx 10^{-5} \text{ cm}^2$ ,  $h\nu \approx 2 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ ,  $\tau_A \approx 10^{-15} \text{ s}$ , temos:  $\sigma_A \approx 10^{-14} \text{ cm}^2$ .

Dada a expressão ( 128 ) para  $f'(x)$ , verifica-se que  $\sigma_A$  cresce com  $x_a^3$ . Entretanto, as perdas iniciais também são função de  $x_a$ . A figura 45 mostra os comportamentos de  $L_A(0)$ ,  $f'$ , e do produto destas duas funções (proporcional à modulação de perdas, e exato para  $|\delta_{1x}|=1$ ), em função da abertura da fenda normalizada pela cintura do feixe,  $2x_a/w_{1x}$ . Como pode-se ver, apesar do comportamento monotonicamente crescente da seção de choque equivalente, o fator de modulação de perdas possui um valor máximo com relação à abertura da fenda.

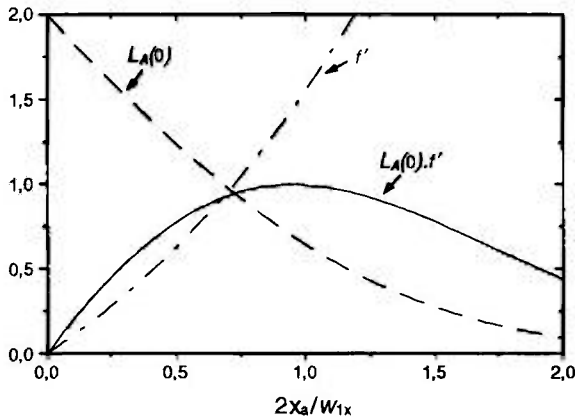


figura 45: Comportamento das perdas iniciais, do fator proporcional à seção de choque de absorção equivalente e do produto das duas funções, como função da abertura relativa da fenda, para a modulação por lente Kerr

Como este é um mecanismo de acoplamento de modos por perdas saturáveis rápidas, um parâmetro fundamental para a análise das condições de pulso único, auto-iniciação e estabilidade contra oscilações de relaxação é a razão  $P_L/P_A$ . Para  $A_L = 5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ , temos  $P_L \approx 1 \text{ W}$ . Assim, considerando  $P_A \approx 10^5 \text{ W}$ , esta razão é  $P_L/P_A \approx 10^{-5}$ . Para a autoconsistência do regime de pulso único, o parâmetro importante é  $K$ . Nesse caso, para  $\Delta\omega = 360 \text{ GHz}$  e  $T_R = 10^{-8} \text{ s}$ , temos:  $K = 10^{-2}$ . Assim, podemos estimar preliminarmente, a partir das informações mostradas na figura 35, que a região no plano  $g_0 \times q_0$  onde se obtém um regime de pulso único nesse sistema é bastante larga, e o limite inferior dessa região é relativamente alto. Para as oscilações de relaxação, além de  $P_L/P_A$ , é determinante o parâmetro  $\tau_C/\tau_L$ . Supondo  $L \approx 0,1$ , têm-se  $\tau_C/\tau_L \approx 10^{-4}$ . Mesmo para valores tão baixos de  $\tau_C/\tau_L$ , o fato de que  $P_L/P_A \approx 10^{-5}$  indica que as oscilações de relaxação não serão em geral um fator limitante nesse sistema (ver figura 37). Quanto à auto-iniciação, são determinantes também os parâmetros:  $\tau_L/T_R \approx 5 \cdot 10^4$  e  $\tau_M/T_R \approx 10^{-7}$ . Aplicando estes valores na expressão (70) e realizando algumas simplificações, chega-se à seguinte condição para o regime auto-iniciado:  $g_0 < 10^6 \cdot q_0$ . Assim, para valores típicos de ganho normalizado ( $g_0$ ), o modelo indica que o regime é sempre auto-iniciado. Isso não corresponde às observações experimentais.

Realizamos um cálculo das condições acima, avaliadas para diferentes aberturas da fenda, o que basicamente altera as perdas iniciais do mecanismo de modulação, mas também altera o valor da sua potência de saturação (vide expressão (130)). Consideramos os seguintes parâmetros para o sistema:  $\lambda_L = 1047 \text{ nm}$ ,  $\Delta\omega_L = 12 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\sigma_L = 3 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ ,  $\tau_L = 5,3 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ ,  $A_L = 5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ ,  $n_0 = 1,7$ ,  $n_2 = 2,5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$ ,  $T_R = 10^{-8} \text{ s}$  e  $L = 0,1$ . Para  $\delta_{1x} = 2$ , a figura 46 mostra os limites de ganho para a geração de um regime KLM eficiente (pulso único, não excessivamente largo) e auto-iniciado, como função da abertura da fenda normalizada pela cintura do feixe. Como se pode notar, existe um valor ótimo da abertura da fenda, que leva ao menor limiar para o regime KLM eficiente, correspondendo a  $x_a \approx w_{1x}$ . Entretanto, mesmo para esta abertura da fenda, altos valores de ganho relativo são necessários ( $g_0 \geq 50$ ) para a obtenção de pulsos não excessivamente longos. Outra característica interessante apontada pelo modelo é que o regime é auto-iniciado para valores de  $x_a$  ao redor deste ponto ótimo (na realidade para praticamente toda a excursão de  $x_a$ ). A figura 47 mostra esse mesmo cálculo, mas como função das perdas relativas iniciais,  $q_0$ . Como vemos, o ponto ótimo de perdas iniciais tem um valor relativamente pequeno:  $q_0 \approx 0,5$  ( $L_A^0 \approx 5\%$  para o caso considerado, onde  $L = 10\%$ ). Para um ajuste das distâncias do ressonador,  $L_M$  e  $L_K$ ,

que leva a uma sensibilidade para o KLM da ordem de  $\delta_{1x} \approx 0,1$ , os valores necessários de ganho tornam-se uma ordem de grandeza maiores, como mostrado na figura 48. Para esta sensibilidade do ressonador, também o limite para auto-iniciação assume valores de ganho ligeiramente menores.

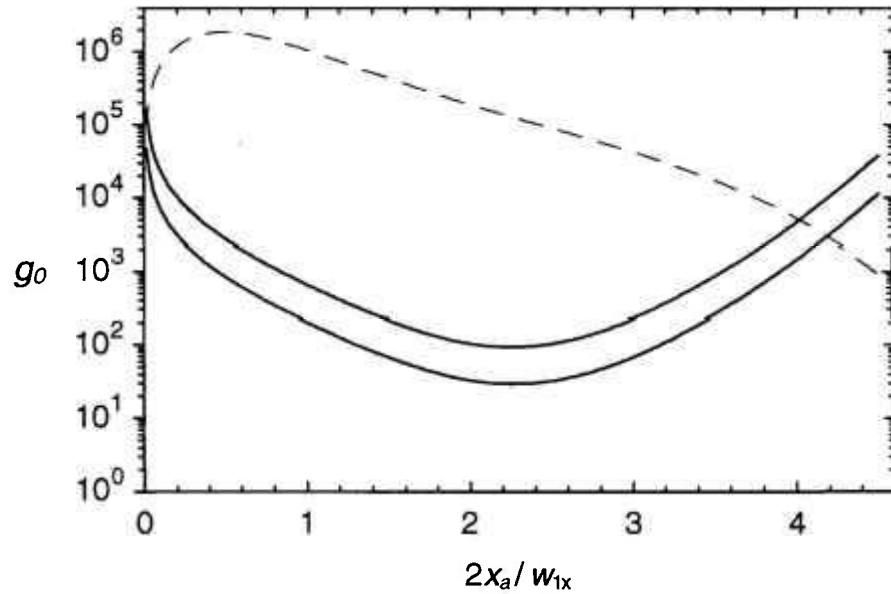


figura 46: Limites do ganho ( $g_0 = \Gamma^0/L$ ) para a obtenção do regime KLM no laser de Nd:YLF com meio Kerr de vidro SF57, em função da abertura da fenda, para  $\delta_{1x} = 2$ . A curva contínua superior é o limite para pulso único. A curva contínua inferior é o limite para pulsos não excessivamente longos,  $\Delta\omega \cdot \tau_p < 10$  (nesse caso,  $\tau_p < 30$  ps). Regimes KLM eficientes são obtidos entre as curvas. A curva tracejada é a fronteira da região onde se obtêm regimes auto-iniciados (abaixo da curva).

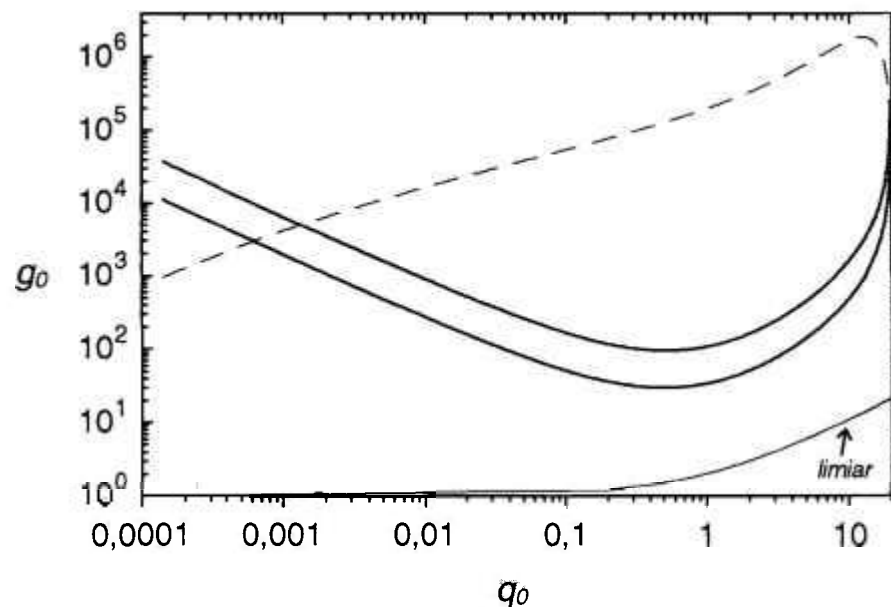


figura 47: O mesmo que na figura 46, mas em função das perdas iniciais do KLM

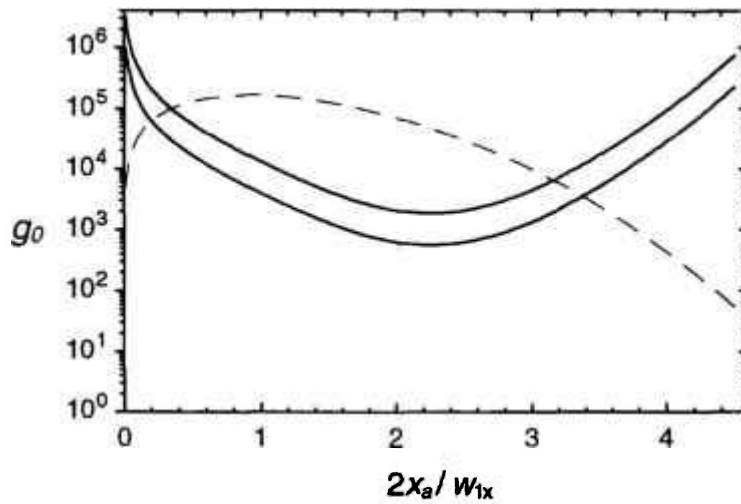


figura 48: O mesmo que na figura 46, mas para  $\delta_{1x} = 0,1$

### 3.3.2 Larguras de pulso

A figura 49 mostra os resultados do cálculo das larguras de pulso para a configuração da figura 46, para os valores de ganho que constituem o limite para pulso único. Como podemos verificar, uma vez atingido o limite para pulso único, a largura temporal dos pulsos não depende do valor inicial de perdas, diferentemente do regime com absorvedor saturável lento (ver figura 44). Este é um comportamento geral de regimes com absorvedor rápido, como discutido na figura 39. Além disso, os valores obtidos para essa largura temporal,  $\tau_p \approx 5\text{ps}$ , são da mesma ordem dos obtidos experimentalmente.<sup>45, 46, 108</sup>

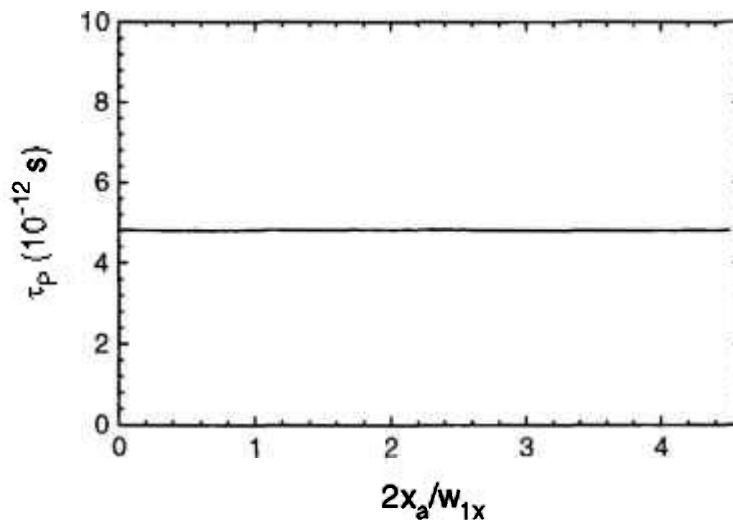


figura 49: Larguras de pulso previstas para o KLM do laser de Nd:YLF com meio Kerr de vidro SF57, em função da abertura da fenda, para  $\delta_{1x} = 2$ , e na condição de ganho limite para pulso único.

Dado que, no ponto ótimo de perdas iniciais,  $2x_g/w_{1x} \approx 2$ , o ganho relativo para obtenção de pulsos de 5 ps é da ordem de  $g_0 \approx 100$ , podemos, com auxílio da expressão ( 11 ) ligeiramente modificada, calcular a potência do feixe intracavidade (em uma direção):

$$P \approx \frac{P_L}{2} \left[ \frac{g}{1 + q_0} - 1 \right] \quad (131)$$

Assim, sendo  $q_0 \approx 0,5$ ,  $P_L \approx 1 \text{ W}$ , temos  $P \approx 30 \text{ W}$ . Para  $T_R = 10^{-8} \text{ s}$ , a energia do pulso é dada por:  $E_p \approx 3 \cdot 10^{-7} \text{ J}$ . O coeficiente de perdas saturáveis é dado por:  $\gamma = L_A(0) \cdot f' \cdot |\delta_{1x}| / P_C$ . Nesse ponto ótimo de perdas iniciais,  $(L_A(0) \cdot f') \approx 0,4$  (ver figura 45). Para  $\delta_{1x} = -2$  e  $P_C = 300 \text{ KW}$ , temos:  $\gamma \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ W}^{-1}$ . Assim, de acordo com, a expressão genérica obtida na teoria de acoplamento de modos que considera efeitos de SPM e GVD, na situação em que estes efeitos se compensam (ou são nulos), a largura de pulso é dada pela expressão ( 110 ):  $\tau_p = 4L / (\Delta\omega^2 \cdot \gamma \cdot E_p)$ . Aplicando os valores acima calculados para o ponto ótimo de perdas iniciais, obtemos:  $\tau_p \approx 5 \text{ ps}$ , o que também corrobora o cálculo anterior.

### 3.3.3 Auto-modulação de fase e controle de dispersão

O deslocamento de fase por passo é dado pelo produto:  $\delta \cdot P$ , onde  $\delta$  agora é o coeficiente de auto-modulação de fase (de acordo com o formalismo da seção 2.7.1), dado por (ver p.ex. a expressão ( 98 )):<sup>110</sup>

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{d}{w_0^2} n_2 \quad (132)$$

e onde  $d$  é o comprimento do meio Kerr e  $w_0$  a cintura do feixe nesse meio. Para  $d = 1 \text{ cm}$ , e os parâmetros do sistema sob estudo, temos:  $\delta \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ W}^{-1}$ .

Uma figura de mérito para o regime de acoplamento de modos pode ser definida, em conexão com a expressão para a compensação da varredura em frequência, expressão ( 111 ), pela razão entre o coeficiente de auto-modulação de amplitude normalizado pelas perdas,  $\gamma/L$ , e o coeficiente de auto-modulação de fase,  $\delta$ :

$$M \equiv \gamma / (\delta L) \quad (133)$$

Para o sistema sob estudo, encontramos uma figura de mérito  $M = 0,6$ . De acordo com o demonstrado por Haus et.al.<sup>110</sup>,  $M$  assume valores da ordem da unidade também para o regime APM. De acordo ainda com estes autores, a compensação de dispersão é irrelevante apenas para o caso  $\gamma \gg \delta$ . Assim, como temos  $\gamma / \delta \approx 0,1$ , o controle da GVD é certamente importante para a estabilidade do regime. Utilizando a mesma normalização que Haus et.al.<sup>110</sup> para os coeficientes de auto-modulação de amplitude e auto-modulação de fase:  $\gamma_n = \gamma \cdot \Delta\omega \cdot E_p = 0,3$  e  $\delta_n = \delta \cdot \Delta\omega \cdot E_p = 5$ , a simulação realizada na referência 110 demonstra que o controle de dispersão é realmente crítico no sistema sob estudo (ver caso com maior auto-modulação de fase, mas SAM não-nula, nos gráficos da figura 24).

A razão  $\gamma / \delta$ , utilizando-se as definições elementares para os parâmetros, pode ser escrita como:  $\gamma / \delta = (n_0 / \lambda) \cdot (w_0^2 / d) \cdot |\delta_{1x}|$ . Como  $|\delta_{1x}| \propto (\lambda / n_0) \cdot (d / w_0^2) \cdot (dw_{1x} / d\phi)$ , (ver expressões ( 120 ) e

( 121 )), temos:  $(\gamma/\delta) \propto (dw_{1x}/d\phi)$ . Assim, a única maneira de se aumentar esta razão, e evitar a necessidade da compensação da GVD, é a utilização de altíssimas sensibilidades do ressonador,  $|\delta_{1x}| \gg 2$ . Como estas são obtidas somente no limite do intervalo de estabilidade, de maneira muito crítica, o controle da GVD torna-se a alternativa mais prática.

O valor de GVD negativa necessário para se compensar exatamente a varredura em frequência introduzida pela SPM (ou seja, para  $\beta=0$ ), é dado pela expressão ( 111 ):

$$D_0 = -(\delta/\gamma) [L/(2.\Delta\omega_g^2)]$$

Assim, para os valores do sistema sob estudo, temos:  $D_0 \approx -8.10^6 \text{ fs}^2$ . No experimento já citado com o espelho de micro-pontos em um laser bombeado por lâmpada,<sup>45</sup> o controle da GVD foi realizado por meio de um interferômetro de *Gires-Tournois* (GTI). Nesse experimento, o regime de acoplamento de modos KLM estável não foi observado na ausência de compensação de dispersão pelo GTI. O valor ótimo de dispersão de velocidade de grupo negativa introduzida, para a obtenção de máxima estabilidade e mínima largura temporal do pulso, foi aproximadamente  $-2.10^6 \text{ fs}^2$ . No outro experimento citado, correspondente à configuração mais otimizada desse sistema (totalmente de estado-sólido e regime auto-iniciado),<sup>46</sup> a auto-iniciação do KLM só foi obtida para um ajuste preciso da GVD.

### 3.3.4 Discussão sobre a auto-iniciação do regime

Como ilustrado na figura 19, sistemas com absorvedores saturáveis rápidos diferem significativamente dos sistemas ativos ou com absorvedores lentos, no fato de que eles têm uma velocidade de encurtamento de pulso muito lenta quando o pulso é longo. Entretanto, pudemos demonstrar teoricamente, pela primeira vez, que este fato não corresponde ao mecanismo físico que leva à dificuldade de auto-iniciação desse regime: sob o ponto de vista das dinâmicas de ganho e SAM, o sistema sob estudo é (praticamente sempre) auto-iniciado (ver cálculo da seção 3.3.1). Assim, a dificuldade de auto-iniciação do regime se deve a efeitos adicionais, não considerados na análise principal, conectados com a instabilidade na presença de varredura em frequência (devido à auto-modulação de fase). Outros autores também têm atribuído essa característica a fenômenos relacionados com esta nossa última afirmação.<sup>60</sup> Segundo *Ippen*:

“...o sistema pode ter dificuldade para a auto-iniciação devido a processos de dispersão que competem entre si. É demonstrado teoricamente, que, se o pulso não encurta significativamente em um *período de coerência da cavidade*,<sup>111</sup> ele será dispersado. Isso define um limiar de potência para a auto-iniciação. Efeitos tais como: *puxamentos de modo*,<sup>112</sup> devido a reflexões espúrias, e o “*hole-burning*” *espacial longitudinal*,<sup>113</sup> podem causar um *período de coerência* curto. Foi experimentalmente demonstrado, que a operação em anel (unidirecional) do laser, que reduz tanto o “*hole-burning*” *espacial longitudinal* quanto o efeito de *reflexões espúrias*, facilita grandemente a obtenção do regime auto-iniciado.<sup>114</sup> Entretanto,

Entretanto, estes mesmos autores citam (sem demonstrar) que o mecanismo rápido de SAM também contribui para a dificuldade de auto-iniciação. De acordo com os nossos cálculos, esta não é uma afirmação correta.

ainda não existe nenhuma maneira completamente satisfatória de se garantir a auto-iniciação em todos os sistemas. Os métodos utilizados atualmente incluem placas vibratórias e espelhos móveis, a adição de um absorvedor saturável lento, bombeamento síncrono ou modulação ativa (acusto-óptica) de perdas.”

A instabilidade do sistema sob um grande valor de  $\delta$  pode ser entendida da seguinte forma: a SPM ( $\delta$ ), produz uma varredura em frequência no pulso,  $\beta$ . Supondo que a largura temporal do pulso é constante, essa varredura alarga o seu espectro, o que por sua vez leva o regime a necessitar de um valor maior de ganho,  $\Gamma^0$  (pois as frequências adicionais, que correspondem às laterais da curva de ganho, têm limiar mais alto). A ação de auto-modulação de amplitude ( $\gamma$ ) responde por sua vez somente à intensidade do pulso, e não muda apreciavelmente com  $\beta$ . Assim, um acréscimo de  $\beta$  pode fazer com que o ganho não seja consistente com as perdas, e portanto fazer com que o regime se torne instável. Quando suficiente GVD negativa é acrescentada ao regime, de maneira a se compensar o efeito de varredura em frequência causado pela SPM, o pulso passa a ter intensidade compatível com a sua largura espectral, e assim o efeito de auto-modulação de amplitude pode acompanhar as necessidades de ganho líquido do pulso espectralmente alargado pela SPM.<sup>110</sup>

Resumindo, de maneira geral, o cálculo por nós realizado leva às seguintes conclusões: 1) o efeito de perdas saturáveis é suficiente para a auto-iniciação do regime, e 2) as soluções obtidas pelo modelo não são sempre estáveis, a menos que suficiente GVD negativa seja incluída no sistema, devido à forte presença de SPM.

### 3.4 Configurações ótimas para lasers com bombeamento óptico longitudinal no regime de onda contínua.

No caso de lasers de estado sólido bombeados longitudinalmente por outros lasers, a sobreposição das distribuições espaciais dos feixes de bombeamento e emissão, na região do meio ativo, são de fundamental importância para as características finais do sistema. Em particular, no caso de lasers *volumétricos* (de propagação livre - não guiada), a região ativa efetiva é limitada pelo parâmetro confocal do feixe de bombeamento. O coeficiente de absorção no comprimento de onda de bombeamento, o modo do ressonador, as perdas por espalhamento e reabsorção, são também parâmetros importantes para se determinar uma configuração ótima para o laser.

Desenvolvemos um método para o cálculo de configurações ótimas nesse tipo de laser, para a obtenção da máxima potência de saída. O formalismo utilizado é aplicável para qualquer laser bombeado longitudinalmente. Entretanto as aproximações que permitem um cálculo unidimensional restringem essa aplicabilidade para sistemas de *quase-quatro níveis*, ou seja, sistemas com poucas perdas de reabsorção.

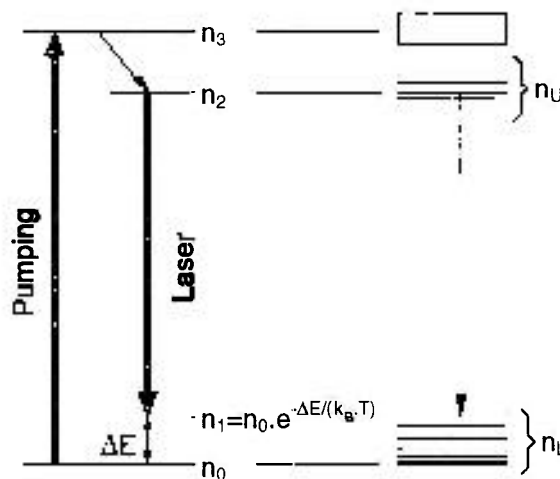


figura 50: Diagrama de níveis de energia considerado para o meio laser ativo.

O esquema de energias considerado é mostrado na figura 50. Os níveis laser superior e inferior são considerados como pertencendo a multipletos, denominados  $n_U$  e  $n_L$  respectivamente, com densidades de população dadas por  $n_2 = \beta_2 \times n_U$  e  $n_1 = \beta_1 \times n_L$ ;  $\beta_{1,2}$  é o fator de distribuição térmica para as populações. A equação de taxa para a diferença de populações,  $\Delta n = n_2 - n_1$ , pode ser obtida a partir das equações de taxa das populações dos níveis superior e inferior:

$$\frac{dn_2}{dt} = \beta_2 R_p - \frac{n_2 - n_2^0}{\tau_2} - \beta_2 \frac{\sigma I}{h\nu} (n_2 - n_1)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = -\beta_1 R_p - \frac{n_1 - n_1^0}{\tau_1} + \beta_1 \frac{\sigma I}{h\nu} (n_2 - n_1)$$

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} \equiv [\beta_1 - \beta_2] R_p - \frac{\Delta n - \Delta n^0}{\tau} - (\beta_1 + \beta_2) \frac{\sigma I}{h\nu} \Delta n \tag{134}$$

onde,  $R_p$  é a taxa de bombeamento,  $\tau$  é o tempo de vida do nível laser superior,  $\sigma$  é a seção de choque de emissão estimulada,  $I$  é a potência óptica intracavidade, e  $\Delta n^0$  é a diferença de populações no equilíbrio térmico, sem bombeamento.<sup>115,116</sup> A taxa de bombeamento é dada por:

$$R_p(r, z) = \frac{\eta_p}{h\nu_p} P_p \alpha_p e^{-\alpha_p z} f_p(r, z) \quad (135)$$

onde  $P_p$  é a potência de bombeamento;  $\alpha_p$  é o coeficiente de absorção no comprimento de onda de bombeamento;  $\eta_p$  é a eficiência quântica de excitação e  $f_p(r, z)$  é a função distribuição espacial da potência de bombeamento.

Considerando uma expressão análoga à expressão ( 7 ), do modelo uni-dimensional da saturação de ganho, aqui obtida a partir da equação de taxa ( 134 ) no estado estacionário:

$$\gamma(r, z) = \frac{\gamma^0(r, z)}{1 + \beta I(r, z)/I_s} \quad (136)$$

onde:  $\gamma^0(r, z) = \sigma \times \Delta n(I=0, r, z)$ , pode ser obtida a partir da expressão ( 134 ), usando também a definição ( 135 ) para a taxa de bombeamento.  $I_s = (h\nu) / (\sigma \times \tau)$ , é a intensidade de saturação e  $\beta = \beta_1 + \beta_2$ . A intensidade de emissão é dada por:  $I(r, z) = P(z) \times f_E(r)$ , onde  $f_E(r)$  é a função distribuição radial normalizada para o feixe de emissão e  $P(z)$  sua potência. Assumindo:  $\partial I(r, z)/\partial z \equiv (\gamma(r, z) - s)I(r, z)$ , obtém-se:

$$\frac{dP(z)}{dz} = 2\pi \int_0^\infty \left( \frac{\partial I(r, z)}{\partial z} \right) r dr = [G(z) - \alpha_s] P(z) \quad (137)$$

onde  $\alpha_s$  é o coeficiente de perdas por espalhamento (ou absorção por impurezas), e  $G(z)$  é o ganho logarítmico saturado para a potência, dado por:

$$G(z) = 2\pi \left\{ H(z) \int_0^\infty \frac{f_p(r, z) f_E(r, z) r}{1 + f_E(r, z) [2\beta P(z)/I_s]} dr - \sigma n_1^0 \int_0^\infty \frac{f_E(r, z) r}{1 + f_E(r, z) [2\beta P(z)/I_s]} dr \right\} \quad (138)$$

onde:  $H(z) = \beta (\lambda_p/\lambda) (P_p/I_s) \eta_p \alpha_p e^{-\alpha_p z}$ ,  $\lambda$  e  $\lambda_p$  são os comprimentos de onda de emissão e bombeamento, respectivamente, e  $n_1^0 = \beta_1 \times n_0$ , onde  $n_0$  é a concentração total de centros.

Considerando distribuições Gaussianas para os feixes de bombeamento e emissão:

$$f_{E,P}(r, z) = \frac{2}{\pi W_{E,P}^2(z)} e^{-2r^2/W_{E,P}^2(z)} \quad (139)$$

onde  $W_E$  e  $W_P$  são as cinturas dos feixes de emissão e bombeamento, respectivamente. O ganho para a potência pode ser escrito como:

$$G(z) = G^0(z) \chi(\xi) - \sigma n_1^0 \frac{\ln(1+\xi)}{\xi} \quad (140)$$

onde:

$$\xi = \frac{4\beta P}{\pi W_E^2 I_s} \quad (141)$$

e onde:

$$\chi(\xi) = \frac{w_E^2 + w_P^2}{w_P^2} \int_0^1 \frac{\varepsilon^{(w_E/w_P)^2}}{1 + \xi \varepsilon} d\varepsilon \quad (142)$$

é o fator de saturação do ganho, normalizado ( $\chi(0) = 1$ ), para o ganho não-saturado “quatro-níveis” para a potência (como função de  $z$ ), dado por:

$$G^0(z) = \frac{2H(z)}{\pi(w_E^2 + w_P^2)} = P_P \alpha_P e^{-\alpha_P z} \frac{2\eta_P(\lambda_P/\lambda)\beta}{\pi(w_E^2 + w_P^2)I_S} \quad (143)$$

O segundo termo no lado direito de ( 140 ) é devido a perdas por reabsorção.

Na aproximação de baixas perdas, a potência estacionária intracavidade deve obedecer a:

$$2 \int_0^\ell [G(z) - s] dz = L - \ln(R) \quad (144)$$

onde  $R$  é a refletividade do espelho de saída,  $L$  é a perda logarítmica por duplo-passo e  $\ell$  é o comprimento do meio ativo. Considerando também:  $w_E(z) \equiv w_E$  e  $w_P(z) \equiv w_P$ , no intervalo  $0 \leq z \leq \ell$ , temos:

$$\Gamma^0 \chi(\xi) - 2\ell \sigma n_1^0 \frac{\ln(1 + \xi)}{\xi} = L - \ln(R) + 2\ell \alpha_s \quad (145)$$

que é a condição de equilíbrio para o oscilador laser. O lado esquerdo de ( 145 ) é o ganho logarítmico por duplo-passo para a potência,  $\Gamma$ . O valor não-saturado, “quatro-níveis” ( $n_1^0 = 0$ ), de  $\Gamma$  é dado por:<sup>116,117</sup>

$$\Gamma^0 = P_P (1 - e^{-\alpha_P \ell}) \frac{4\eta_P(\lambda_P/\lambda)\beta}{\pi(w_E^2 + w_P^2)I_S} \quad (146)$$

O coeficiente de absorção no comprimento de onda de bombeamento é uma função das intensidades de bombeamento e emissão:

$$\alpha_P(I_P, I) = \frac{\sigma_P n_0}{1 + I_P/I_{SA}} \quad (147)$$

onde:  $I_P = P_P/(\pi w_P^2)$ ;  $I_{SA} = h\nu_P/(\sigma_P \tau_{tot})$ ;  $\sigma_P$  é a seção de choque de absorção neste comprimento de onda. O tempo de vida do nível laser superior,  $\tau_{tot}$ , é encurtado a partir do início da oscilação laser, sendo dado por:<sup>4</sup>

$$\tau_{tot} = [\tau^{-1} + (\sigma I)/(h\nu)]^{-1} \quad (148)$$

A potência estacionária intracavidade,  $P$ , que satisfaz a expressão ( 145 ), é uma função dos parâmetros independentes de projeto do laser:  $\ell$ ,  $w_P$  e  $w_E$  (a dependência de  $P$  com o fator de qualidade do ressonador pode ser considerada separadamente). Assim, a configuração ótima (máximo  $P$ ) pode ser encontrada nesse espaço 4-dimensional.<sup>118</sup> Entretanto, como os feixes de emissão e bombeamento devem se sobrepor ao longo do meio ativo, os seus parâmetros focais devem ser comparáveis (se não são muito maiores que o meio ativo). Por outro lado, se o meio ativo não exhibe perdas por reabsorção intensas, podemos considerar o seu comprimento

como uma função de um comprimento efetivo de bombeamento. No presente método, as cinturas dos feixes de emissão e bombeamento são associadas com o comprimento do meio ativo por:  $\ell = b_p = 2\pi (w_p)^2 / \lambda_p$ , e  $w_E = w_p (\lambda / \lambda_p)^{1/2}$ . Isso é justificado pelas seguintes considerações: 1) se o meio ativo é maior que o parâmetro confocal,  $b_p$ , a contribuição adicional para o ganho é pequena (comparada com aquela para  $0 < z < b_p$ ); 2) se o meio ativo é menor que  $b_p$ , então o ganho total é menor devido à menor potência de bombeamento absorvida. Estas aproximações devem valer para a maioria dos lasers de quase-quatro-níveis.

### 3.4.1 Configurações ótimas para alguns lasers vibrônicos e para o Nd:YLF

A possibilidade de considerar a potência intracavidade como função de apenas uma variável,  $P = P(\ell)$ , permite uma análise gráfica direta e uni-dimensional. Nós usamos um algoritmo simples para calcular a potência intracavidade estacionária, como mostra o diagrama de fluxo da figura 51. Parâmetros espectroscópicos típicos para alguns meios laser são mostrados na Tabela 3. Para todos os meios,  $\eta_p = 1$ ,  $\beta_1 = 0$ , e  $\beta_2 = 1$ , exceto para o Nd:YLF, onde  $\beta_2 = 0.43$ . Os parâmetros laser dos sistemas podem ser encontrados nas referências: <sup>4, 119 e 120</sup> (TiAl<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), <sup>7 e 121</sup> (KCL:Ti<sup>0</sup>(1)), <sup>122, 123 e 124</sup> (Cr:LiSAF), <sup>49, 125</sup> (Nd:YLF bombeado por diodo), <sup>126</sup> (Nd:YLF bombeado por laser de Ar). Para o laser de Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, utilizou-se as especificações dos modelos comerciais: *Spectra-Physics model "Tsunami"* e *Coherent model "Mira"*. Os valores com (\*) são estimados ou extrapolados.

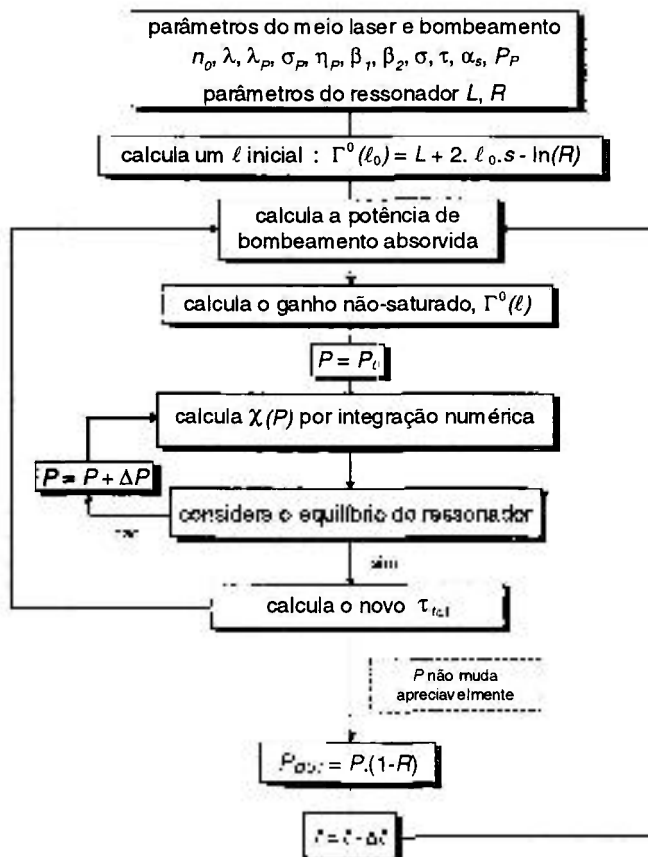


figura 51: Diagrama de fluxo do algoritmo utilizado para o cálculo da potência de saída do laser.

	Ti:Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	KCl:Ti <sup>0</sup> (1)	Cr:LiSAF	Nd:YLF	Nd:YLF
$n_0$ ( $10^{20}$ cm <sup>-3</sup> )	0.3	0.005	0.7	0.85	0.85
$\lambda$ (nm)	735	1520	835	1047 (//)	1047 (//)
$\tau$ ( $\mu$ s)	3.2	1.6	67	530	530
$\sigma$ ( $10^{-19}$ cm <sup>2</sup> )	4.1 (//) 2.0 ( $\perp$ )	130	0.5 (//) 0.2 ( $\perp$ )	3.1 (//)	3.1 (//)
$\lambda_p$ (nm)	514.5	1064	670	797	514.5
$\sigma_p$ ( $10^{-19}$ cm <sup>2</sup> )	0.6 (//) 0.3 ( $\perp$ )	400	0.45 (//) 0.25 ( $\perp$ )	0.24	0.035
$\alpha_s$ (cm <sup>-1</sup> )	0.07 (//) 0.12 ( $\perp$ )	0.01	0.002	0.003	0.003
$P_p$ (W)	~ 10 *	4 *	1	3 *	3
$L$	0.20 *	0.20 *	0.05 *	0.03 *	0.03
$R$	0.80 *	0.66	0.97	0.60 *	0.80
$\ell$ (cm)	~ 1 *	0.2	0.3	~ 1 *	3.3
$w_p$ ( $\mu$ m)	—	~ 20	—	—	~ 70
$P_{out}$ (W)	~ 1.2	1.3	~ 0.2 *	~ 1.5 *	0.5

Tabela 3: Parâmetros considerados para os sistemas laser sob estudo.

Os resultados do cálculo de potência de saída,  $P_{OUT}$ , como função do comprimento do meio ativo,  $\ell$ , para os meios laser *vibrônicos* em estudo, são mostrados na figura 52. As condições ótimas e a potência ótima de saída concordam, com boa precisão, com os resultados reportados na literatura (ver Tabela 3).

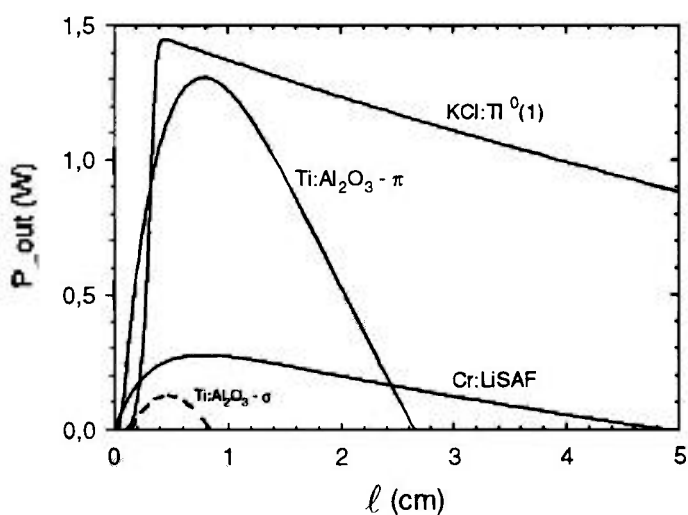


figura 52: Potência de saída calculada para os lasers vibrônicos considerados

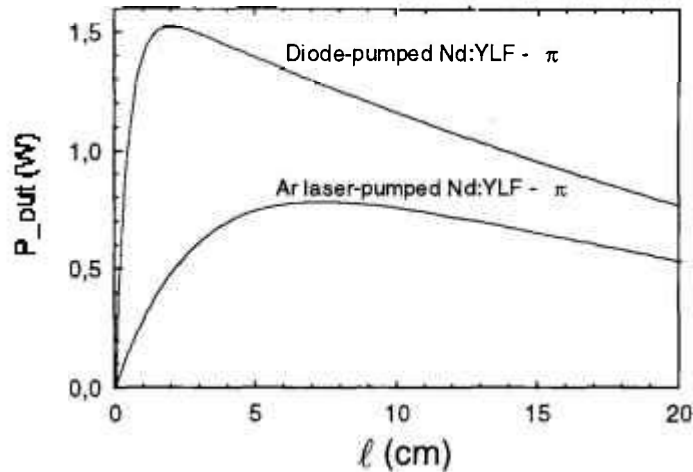


figura 53: Potência de saída calculada para os lasers de Nd:YLF. Duas configurações são consideradas para o bombeamento: diodo-laser em  $\lambda_p = 797\text{nm}$  e laser de Ar em  $\lambda_p = 514,5\text{nm}$ .

O cálculo de potência de saída para os dois sistemas laser de Nd:YLF considerados (figura 53) claramente mostram o efeito da seção de choque de absorção sobre a configuração ótima (a mesma potência de bombeamento foi considerada para ambos os sistemas). O laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio foi estudado experimentalmente neste trabalho, pela primeira vez, e a potência de saída prevista foi verificada.<sup>126</sup> Como podemos ver, eficiências da ordem de  $\sim 50\%$ , com bombeamento por diodo-laser (sintonizado no máximo de absorção), e  $\sim 26\%$ , para bombeamento por laser de Ar, podem ser teoricamente atingidas para as melhores configurações, o que está de acordo com o estudo experimental realizado, como descrito posteriormente.

Após a identificação da configuração ótima ( $l$ ,  $w_p$ ,  $w_E$ ), uma otimização adicional da potência de saída pode ser obtida calculando-se a refletividade ótima do espelho de saída, de acordo com a seguinte expressão:<sup>127</sup>

$$\Gamma_{\text{opt}} = e^{-(L - \sqrt{L})} \quad (149)$$

### 3.4.2 Geometria ótima de um laser de Nd:YLF quanto à taxa de bombeamento

Iremos estudar a taxa de bombeamento do sistema laser sob bombeamento longitudinal através do cálculo do parâmetro anteriormente definido como ganho logarítmico não-saturado,  $\Gamma^0$ . Esse parâmetro não deve ser confundido com o valor de ganho para baixo-sinal, devendo sim ser interpretado como um parâmetro de ganho não-saturado *equivalente* para o sistema durante a ação laser, pois o valor de  $\Gamma^0$  calculado é frequentemente superior ao valor máximo imposto pela concentração de centros ativos no material. O cálculo de  $\Gamma^0$  obtido em diferentes configurações de um laser de Nd:YLF bombeado colinearmente é mostrado na figura 54. O eixo horizontal corresponde à cintura do feixe de bombeamento. Considerou-se uma fonte laser com feixe de alta qualidade espacial, de comprimento de onda  $\lambda_p = 792\text{nm}$  e potência  $P_p = 3\text{W}$  (p.ex., laser de Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, ou laser de semiconductor, desde que com óptica apropriada para correção total do perfil

especial do feixe, o que não é ainda tecnologicamente disponível). Considerou-se também um valor maior de concentração de Nd (relativo ao considerado no estudo anterior): 1 mol% ( $\sim 10^{20}$  íons/cm<sup>3</sup>). Outros parâmetros são:  $\tau \cong 450 \mu\text{s}$ ,  $\sigma_A \cong 10^{-19} \text{ cm}^2$ ,  $L \cong 0,05$ ,  $R \cong 0,95$  e  $\alpha_s \cong 0,003 \text{ cm}^{-1}$ . O comprimento do meio ativo e as cinturas dos feixes estão associadas, seguindo o procedimento exposto no item 3.4. De acordo com os resultados deste cálculo, a configuração com  $w_p \approx 20 \mu\text{m}$  é capaz de atingir valores de ganho da ordem de  $10^3$  vezes o valor de perdas ( $L+T \cong 0,1$ ), o que permite a obtenção do regime de acoplamento de modos com  $\text{LiF:F}_2^-$ , por exemplo. Ganhos ainda maiores podem ser obtidos para  $w_p \approx 10 \mu\text{m}$ , porém difíceis de ser atingidos experimentalmente.

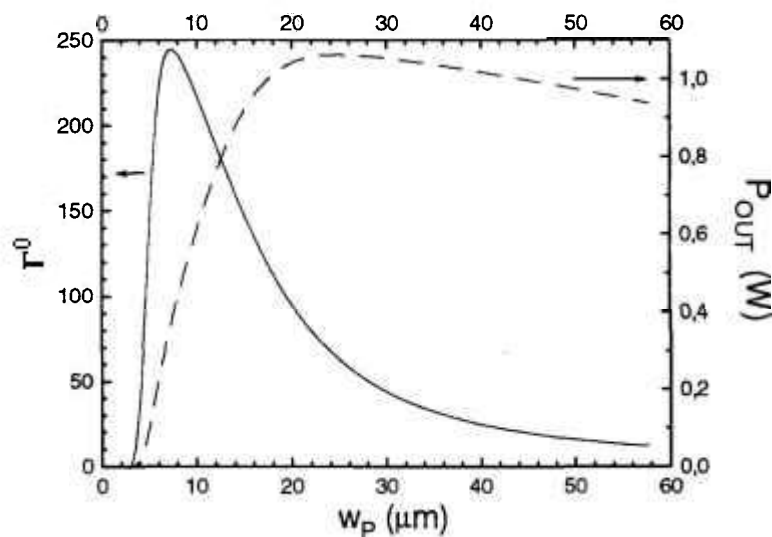


figura 54: Ganho máximo duplo-passo e potência de saída para um laser de Nd:YLF bombeado colinearmente, com  $\lambda_p = 792 \text{ nm}$  e  $P_p = 3 \text{ W}$ . Para a potência de saída considerou-se um espelho de refletividade  $R = 0,95$ .

Assim, a partir de equações de taxa com dependência espacial, foi possível obter expressões analíticas para a taxa de bombeamento (ganho não-saturado equivalente) e a condição para a potência estacionária intracavidade, em lasers com bombeamento longitudinal. Apesar de que existem expressões similares na literatura, o presente formalismo leva a expressões muito mais simples e práticas, com parâmetros de significado físico mais claro, especialmente para a condição de estado estacionário. Além disso, através de associações convenientes entre os parâmetros do laser, foi possível obter-se uma descrição da potência de saída como função de um único parâmetro: o comprimento do meio ativo.<sup>12B</sup>

## 4. Desenvolvimentos experimentais

### 4.1 Laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio

#### 4.1.1 Construção e caracterização preliminar

Os íons de Nd em muitas matrizes cristalinas apresentam várias linhas de absorção ao longo do espectro visível e infravermelho próximo, as mais intensas localizadas na vizinhança de 800 nm, com coeficientes de absorção típicos de alguns  $\text{cm}^{-1}$ , usualmente uma ordem de magnitude maiores que as linhas de absorção no visível (ver figura 5, para  $\alpha = n_0 \cdot \sigma_A$  e concentração de Nd típica  $n_0 \cong 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ). Apesar disso, o bombeamento de lasers de Nd por fontes ópticas no visível (especificamente, entre 500 e 600 nm, ver figura 5) pode ser de interesse prático, por exemplo quando é desejável obter radiação laser na região de 1  $\mu\text{m}$  a partir de uma fonte laser pré-existente (disponível), emitindo no visível, ou quando é necessário minimizar efeitos de saturação do bombeamento e efeitos térmicos no meio ativo de Nd. O desenvolvimento de lasers de Nd bombeados por lasers de argônio corresponde a um caso importante, nesse sentido, e desde que o sistema não apresente eficiências muito baixas, pois lasers de argônio são ferramentas comuns em muitos laboratórios de óptica. A primeira demonstração de ação laser do Nd:YLF bombeado opticamente por um laser de argônio, na linha de emissão mais intensa deste último,  $\lambda_p = 514,5 \text{ nm}$  (coincidentemente, a linha do argônio de maior absorção pelo Nd), é devida a R.A.Neto.<sup>129</sup> Nesse trabalho, utilizou-se um cristal de Nd:YLF com 1,8 mm de comprimento, feixes de bombeamento e emissão com cinturas de 15  $\mu\text{m}$  na região do meio ativo, e potência de bombeamento igual a 2 W, obtendo-se uma potência de saída de 5 mW (eficiência de 0,25%).

Lasers de Ar têm sido também utilizados para bombear íons de Nd em matrizes vítreas, que apresentam bandas de absorção bastante largas e intensas. Entretanto, apesar da forte absorção da radiação de bombeamento, as eficiências reportadas para esses lasers de Nd:vidro são da ordem de apenas 1%, devido ao baixo ganho resultante do alargamento inhomogêneo da transição.<sup>130,131</sup>

No presente trabalho pudemos demonstrar, pela primeira vez pelo nosso conhecimento, a possibilidade de desenvolvimento de um sistema laser opticamente eficiente de Nd:YLF bombeado longitudinalmente por um laser de argônio ( $\lambda_p = 514,5 \text{ nm}$ ). Este laser desenvolvido foi também caracterizado, demonstrando altos valores de ganho.<sup>126</sup>

O cálculo do comprimento do meio ativo e as cinturas dos feixes de emissão e bombeamento para a configuração com potência de saída máxima foi previamente mostrado na seção 3.4. O valor ótimo encontrado para o comprimento do meio foi  $\ell \cong 60 \text{ mm}$ , que corresponde a uma cintura do feixe de bombeamento de 70  $\mu\text{m}$  e uma cintura de 100  $\mu\text{m}$  para o modo  $\text{TEM}_{00}$  do ressonador, na região do meio ativo. No desenvolvimento experimental realizado utilizamos estes valores para as cinturas dos feixes, mas o comprimento do meio ativo foi  $\ell = 33 \text{ mm}$ , restrito devido à disponibilidade de amostras com boa qualidade óptica. Entretanto, mesmo utilizando um comprimento menor para o meio ativo obtivemos bons resultados, como iremos mostrar.

As amostras de meio ativo foram obtidas de um cristal de Nd:YLF crescido em nossos laboratórios. Os cristais de YLF são usualmente crescidos a partir da fusão pelo método de

Czochralski, sob atmosfera de argônio. Os fluoretos de ítrio e de terras raras utilizados para o crescimento destes cristais são sintetizados a partir de óxidos ultra puros, através do processo de hidrofluorinação a alta temperatura, em atmosfera de ácido fluorídrico (HF) e argônio. O YLF é sintetizado a partir de uma mistura de  $YF_3$  e LiF, com uma composição não-estequiométrica (excesso de 3% de LiF). O próximo passo é a purificação deste composto através da técnica de refino por zona, sob um fluxo constante de HF. Este procedimento garante a pureza e a estequiometria do composto, uma vez que este apresenta fusão incongruente. A dopagem com os respectivos fluoretos de terras raras (ou, nesse caso específico, de neodímio) é feita, em geral, no processo de crescimento do material. A velocidade de puxamento adequada para a obtenção de cristais com qualidade óptica é da ordem de 1 mm/h, enquanto que a velocidade de rotação varia entre 20 e 40 rpm. Após o crescimento, o cristal sofre um tratamento térmico para aliviar as tensões internas. Os cristais de Nd:YLF obtidos nos nossos laboratórios, e adequados para a confecção de bastões, são crescidos usualmente nas direções [100], [110] ou [001], isto é, com o eixo óptico perpendicular (nos dois primeiros casos) ou paralelo (no último) à direção de crescimento. Tipicamente, pode-se obter bastões com diâmetro de 4 a 6 mm e 70 mm de comprimento.<sup>132</sup>

A partir de um monocristal de Nd:YLF, de 2,5 cm de diâmetro e comprimento de 70 mm (dimensões após o crescimento), foram preparadas duas amostras na forma de prismas retangulares com  $3 \times 3 \times 33 \text{ mm}^3$ , extraídas ao longo da direção cristalográfica [110]. A concentração de Nd nas amostras é 0,6(1) mol% ( $8,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), como determinado pelo método de fluorescência de raios-X (análise físico-química). As faces ópticas foram cortadas em ângulo apropriado para incidência do feixe em ângulo de Brewster, convenientemente orientadas para a polarização  $\pi$  em uma amostra e  $\sigma$  na outra, e polidas até uma planicidade de  $\lambda/4$ . A transmissão das amostras em  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$  é igual a 0,995(5). Em  $\lambda_p = 514,5 \text{ nm}$ , o coeficiente de absorção é  $\alpha_A = 0,18(2) \text{ cm}^{-1}$  para a polarização  $\sigma$  e  $\alpha_A = 0,30(2) \text{ cm}^{-1}$  para a polarização  $\pi$ .

Um esquema geral da cavidade óptica pode ser visto na figura 55. O ressonador tem um modo  $TEM_{00}$  com o parâmetro confocal adequado na região do meio ativo. Este, consiste em um ressonador telescópico de três espelhos e com compensação astigmática. Os espelhos  $M_1$ ,  $M_2$  e  $M_3$ , têm raios de curvatura  $\rho_1 = 5 \text{ cm}$ ,  $\rho_2 = \infty$  e  $\rho_3 = 100 \text{ cm}$ ;  $M_1$  e  $M_3$  são altamente refletivos ( $R_{1,3} \geq 0,995$ ). O ângulo de incidência em  $M_3$  deve ser de  $10^\circ$  para compensar o astigmatismo.<sup>53</sup> A distância entre  $M_1$  e  $M_3$  é 52,4 cm; entre  $M_2$  e  $M_3$  é 97,6 cm. Duas lentes,  $L_1$  e  $L_2$ , com comprimentos focais  $f_1 = -60 \text{ cm}$  e  $f_2 = +15 \text{ cm}$ , são usadas para casar o feixe de bombeamento com o modo  $TEM_{00}$  do ressonador. A figura 56 mostra os raios dos dois feixes na região do meio ativo, sendo que o feixe de emissão foi calculado a partir dos parâmetros do ressonador e o feixe de bombeamento foi experimentalmente medido com o método da borda de lâmina.<sup>109</sup> A potência de saída obtida nesse laser, como função da potência de bombeamento, para ambas as polarizações, é mostrada na figura 57. A refletividade do espelho de saída é  $R_2 = 0,78$ .

Todas as etapas descritas, para a obtenção do cristal laser ativo, são realizadas no nosso laboratório de crescimento de cristais.

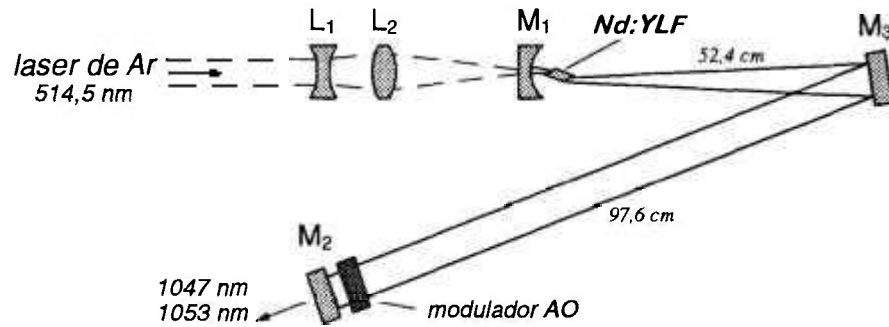


figura 55: Esquema geral do laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio. As lentes  $L_1$  e  $L_2$  são usadas para o casamento entre o feixe de bombeamento e o modo do ressonador.

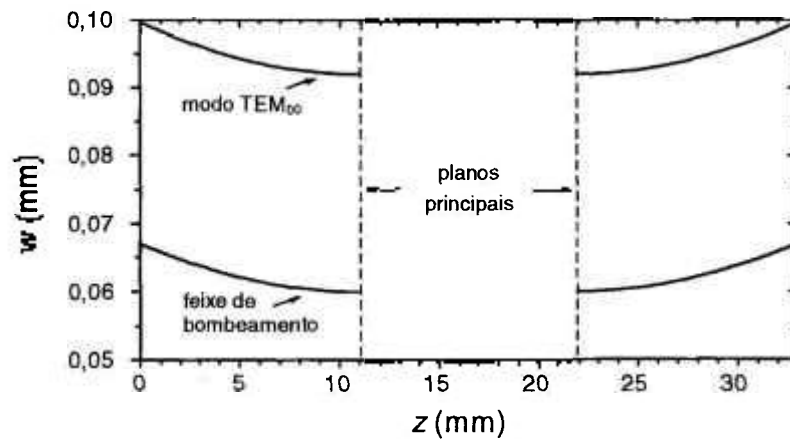


figura 56: Cinturas dos feixes de emissão (modo  $TEM_{00}$ ) e bombeamento (obtido pelo método de borda de lâmina) na região do meio ativo ( $0 < z < \ell = 33\text{mm}$ ).

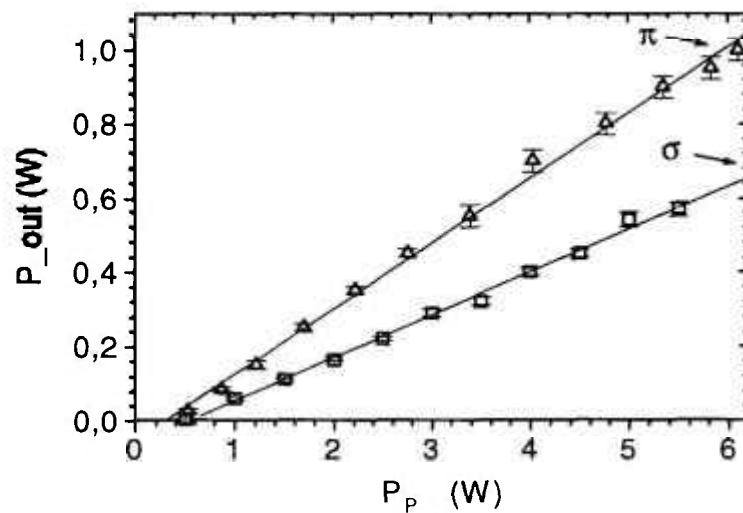


figura 57: Potência de saída como função da potência de bombeamento para o laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio, para ambas as polarizações. A transmissão do espelho de saída é 22%. Também mostradas as retas obtidas por regressão linear aos dados.

Assim, demonstrou-se a possibilidade de obtenção de altas eficiências ópticas para um laser com bombeamento longitudinal, mesmo se o coeficiente de absorção no comprimento de onda de bombeamento é pequeno. Em particular, cristais de Nd:YLF podem ser convenientemente bombeados por lasers de Ar. Demonstrou-se também que uma potência de saída de 1 W pode ser obtida para uma potência de bombeamento de 6 W. Conforme mostram os cálculos anteriores, se um cristal de Nd:YLF com comprimento  $\ell \cong 60$  mm for usado, uma potência de saída 30 % maior pode ser atingida para a mesma potência de bombeamento. O coeficiente de eficiência (*slope efficiency*) do sistema desenvolvido é 18%, para a polarização  $\pi$ .

#### 4.1.2 Determinação dos parâmetros fundamentais do laser

Um modulador acusto-óptico de onda viajante, operando no regime de Bragg, foi inserido na cavidade do laser de Nd:YLF bombeado por laser de Ar, próximo do espelho de saída  $M_2$  (ver figura 55). O modulador foi operado no modo c.w., extraindo uma fração da potência intracavidade (em dois feixes adicionais), que depende da amplitude da onda de rádio-freqüência que alimenta o modulador, e definindo uma refletividade equivalente;<sup>127</sup> assim, pôde-se variar continuamente esta refletividade efetiva do acoplamento de saída do laser,  $R$ , enquanto a potência de saída do laser,  $P_{OUT}$ , foi medida utilizando-se um detector de Ge conectado a um sistema de aquisição de dados (lock-in e micro-computador). As curvas de potência de saída em função da refletividade equivalente foram obtidas para diferentes valores de potência de bombeamento, e para as polarizações  $\sigma$  e  $\pi$  (onde, a polarização de emissão é coincidente com a polarização de bombeamento, em ambos os casos). Alguns destes conjuntos de dados são mostrados na figura 58.

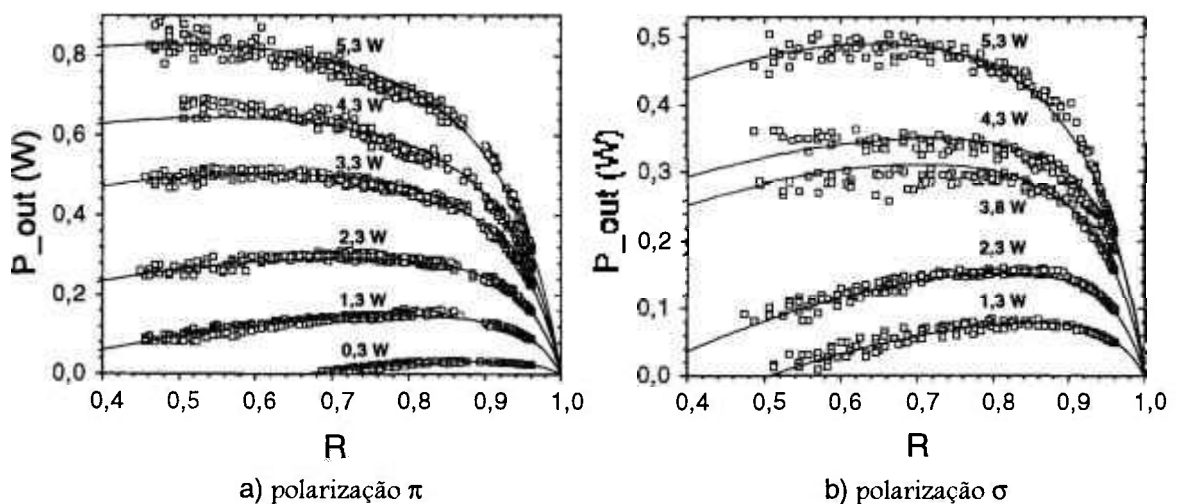


figura 58: Potência de saída (equivalente) do laser em função da refletividade equivalente, para alguns valores de potência de bombeamento, e para as duas polarizações:  $\pi$  (fig.a) e  $\sigma$  (fig.b). As curvas teóricas, ajustadas aos dados, são também mostradas.

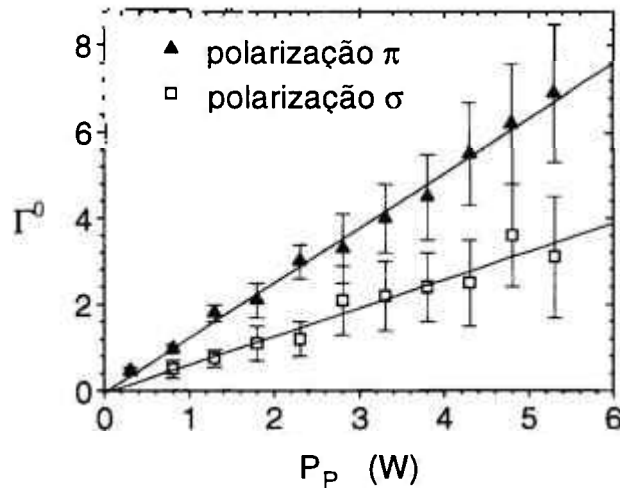


figura 59: Ganho logarítmico não-saturado por duplo-passo, como função da potência de bombeamento,  $P_p$ , para ambas as polarizações. Também mostrado o ajuste de uma reta empírica aos dados.

O ganho logarítmico não-saturado por duplo-passo,  $\Gamma^0$ , as perdas logarítmicas da cavidade por duplo-passo,  $L$ , e a seção de choque efetiva de emissão estimulada,  $\sigma_s$ , foram obtidas através do ajuste expressão teórica obtida no modelo unidimensional da oscilação laser (seção 2.3) aos dados:

$$P_{\text{OUT}} = A \frac{h\nu - \ln(R)}{\tau \sigma_s} \left[ \frac{I^n}{L - \ln(R)} - 1 \right] \quad (11)$$

onde  $A$  é a área média do feixe de emissão na região do meio ativo,  $(h\nu) = 1,9 \cdot 10^{-19}$  J é a energia do fóton,  $\tau \cong 530 \mu\text{s}$  é o tempo de vida do nível laser superior para o Nd:YLF, para a concentração de  $\text{Nd}^{3+}$  utilizada.<sup>(15)</sup>

Os valores obtidos para as perdas por duplo-passo são aproximadamente constantes ao longo da faixa de potências de bombeamento estudadas:  $L = 0,05(1)$ . Os valores de ganho determinados são mostrados na figura 59, para ambas as polarizações, como função da potência de bombeamento

#### 4.1.3 Determinação da seção de choque efetiva de emissão estimulada

A figura 60 mostra os valores obtidos para a seção de choque efetiva de emissão estimulada para diferentes potências de bombeamento, obtidas pelo ajuste da expressão (11) aos dados da figura 58. Também são mostrados os valores médios obtidos (retas horizontais):  $\sigma_s = 3,0(2) \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ , para a polarização  $\pi$ , e  $\sigma_s = 2,0(2) \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ , para a polarização  $\sigma$ .

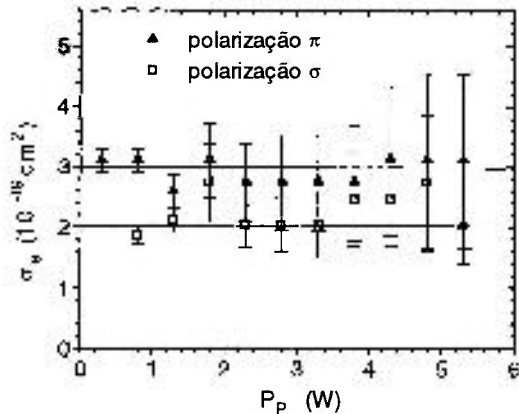


figura 60: Valores da seção de choque efetiva de emissão estimada do Nd:YLF, para ambas as polarizações de emissão (transições: 1047nm e 1053nm), obtidos diretamente a partir do ajuste da expressão teórica (11) aos dados (figura 58), para vários níveis de potência de bombeamento. Também são mostradas os valores médios das medidas (retas horizontais).

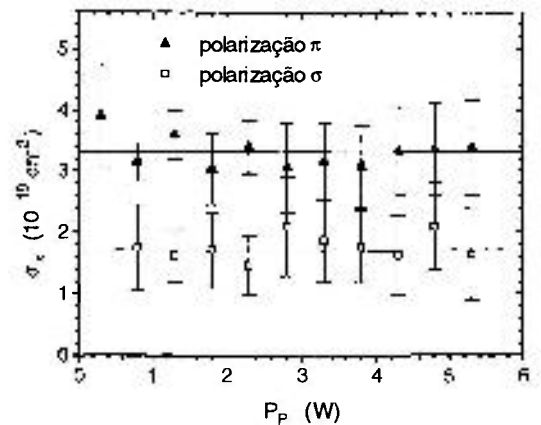


figura 61: Valores da seção de choque efetiva de emissão estimada do Nd:YLF, para ambas as polarizações de emissão (transições: 1047nm e 1053nm), obtidos a partir do ajuste da expressão teórica (146) aos valores de ganho determinados (figura 59), para vários níveis de potência de bombeamento. Também são mostradas os valores médios das medidas (retas horizontais).

Uma segunda determinação da seção de choque efetiva de emissão estimulada foi realizada, a partir dos valores de ganho não-saturado determinados na primeira análise (figura 59), e utilizando a expressão para o ganho não-saturado obtido no modelo de bombeamento longitudinal Gaussiano (seção 3.4):

$$I^{(1)} = P_p (1 - e^{-\alpha_1 z}) \frac{4(\lambda_p / \lambda_0) \beta}{\pi(w_0^2 + w_p^2) I_S} \quad (146)$$

Os valores de  $\beta$ , calculados à temperatura ambiente (300 K), são:  $\beta = 0,43$ , para a polarização  $\pi$ , e  $\beta = 0,57$ , para a polarização  $\sigma$ . Assim, temos:  $\Gamma^0 = P_p \sigma_S / (2,6 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 \cdot \text{W})$ , para a polarização  $\pi$ , e  $\Gamma^0 = P_p \sigma_S / (2,8 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 \cdot \text{W})$ , para a polarização  $\sigma$ . A figura 61 mostra os valores determinados dessa maneira para a seção de choque efetiva de emissão estimulada. Os valores médios (retas horizontais) são:  $\sigma_S = 3,3(2) \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ , para a polarização  $\pi$ , e  $\sigma_S = 1,7(2) \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ , para a polarização  $\sigma$ .

A precisão nos valores determinados para as seções de choque de emissão depende obviamente de quão bem o sistema é descrito pelo modelo simples utilizado.<sup>133</sup> A aproximação de baixo ganho é válida na presente análise, pois o sistema foi estudado para baixas transmissões do espelho de saída, e privilegiando (no tratamento estatístico) os dados de alta refletividade. Os perfis Gaussianos dos feixes de emissão e bombeamento não foram considerados na análise inicial, mas os parâmetros finais obtidos concordam muito bem com aqueles outros obtidos utilizando-se a expressão de bombeamento, que leva em conta as distribuições Gaussianas.

A medida do espectro oscilante do laser, no nosso sistema, revela a presença de (pelo menos) cinco modos longitudinais oscilando simultaneamente, como mostra a figura 62 (para esta medida,

utilizou-se um espectrômetro SPEX de 1 m). Os perfis espectrais destes modos não puderam ser resolvidos, devido a efeitos de desvios de frequência, de origem térmica. Considerando que a oscilação simultânea destes modos homogeniza a distribuição longitudinal da saturação do ganho, o efeito de *hole-burning* longitudinal não é uma fonte de erro, no nosso caso. A frequência de separação destes modos de *hole-burning* é dada pela relação<sup>57</sup>:  $\Delta\nu_{hb} \cong c / (4.d)$ , onde  $c$  é a velocidade da luz e  $d$  a distância do meio ativo ao espelho final do ressonador. No nosso caso, essa é a distância até o espelho  $M_1$ :  $d \cong 2$  cm. Assim, a frequência de separação calculada é  $\Delta\nu_{hb} \cong 3,8$  GHz, ou  $0,13$   $\text{cm}^{-1}$ .

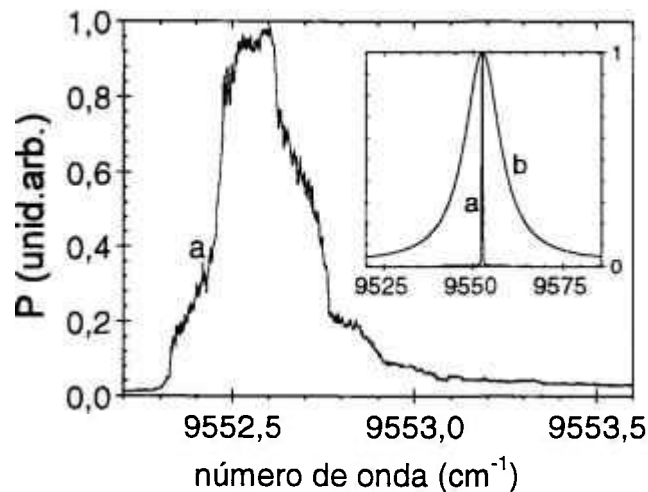


figura 62: Espectro de saída do laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio (média temporal), indicando a presença simultânea de (pelo menos) cinco modos longitudinais devido ao efeito de *hole-burning* espacial (a). No detalhe, também é mostrada a curva espectral de fluorescência (curva b).

Assim, o método utilizado para a caracterização do laser de Nd:YLF permitiu, além da obtenção dos valores de ganho não-saturado e perdas, a determinação *in situ* da seção de choque efetiva de emissão estimulada. A precisão desta determinação foi aproximadamente 10%, o que torna o procedimento adotado bastante adequado para este tipo de determinação.<sup>134</sup>

## 4.2 Acoplamento de modos ativo do laser de Nd:YLF

### 4.2.1 Estudo com um modulador acusto-óptico comercial

Estudamos a geração de pulsos curtos por acoplamento de modos ativo no laser de Nd:YLF bombeado por um laser de Argônio. Devido a este sistema ter sido previamente caracterizado, sendo os parâmetros do laser e do modulador acústico-óptico determinados, uma análise à luz da teoria de Siegman e Kuizenga (ver seção 2.4.1.1) pôde ser realizada com precisão. Resultados preliminares indicam que os pulsos têm largura temporal inferior à prevista pela teoria para a configuração utilizada.

O laser de Nd:YLF bombeado por laser de Ar foi operado na polarização  $\pi$  e com uma potência de bombeamento igual a 3,5 W (que corresponde a um ganho logarítmico por duplo-passo  $\Gamma^0 \cong 4$ ). As perdas logarítmicas por duplo-passo são  $L_0 \cong 0,05$  (5%), para a cavidade sem o modulador, como caracterizado previamente. Neste caso, o laser apresenta uma potência de saída  $P_{OUT} \cong 450$  mW. O ressonador tem 1,5 m de comprimento (óptico), o que corresponde a  $\Delta v_{axial} = 100$  MHz. Para o Nd:YLF (polarização  $\pi$ ),  $\Delta v_{meio} = 360$  GHz.

A transmissão do modulador acústico-óptico (*IntraAction acousto-optic mode-locker*, modelo ML50-A) foi analisada quanto à profundidade da modulação temporal, perdas c.w. e polarização. Observou-se uma rotação de polarização de 10% por passo, independente da direção de polarização do feixe incidente, para os dois moduladores (idênticos) que pudemos caracterizar. A observação deste efeito indica a presença de *stress* no meio de interação. Para o modulador alimentado por 2,0 W de rádio frequência, a profundidade de modulação correspondeu a  $\delta = 0,7$ . As perdas c.w. são, entretanto, extremamente altas, correspondendo neste caso a  $L_{AO} = 0,5$ . Este alto valor de perdas reflete o baixo fator de qualidade acústico do dispositivo utilizado (provavelmente inerente à sua marca comercial e modelo, pois os dois moduladores que dispomos apresentaram as mesmas características).

A inserção do modulador acústico-óptico no ressonador causa uma diminuição da potência de saída para  $P_{OUT} = 150$  mW, o que corresponde a uma perda de inserção  $L_{ins} = 0,2$ . Estas perdas são devidas principalmente ao efeito de rotação de polarização promovido pelo modulador acústico-óptico. Como 10% do feixe tem sua polarização rodada, por passo, e o laser tem elementos em ângulo de Brewster, as perdas são significativas.

Assim, temos:  $L = L_0 + L_{ins} + L_{AO} \cong 0,73$  e  $\delta = 0,7$ . A expressão ( 24 ) fornece para a largura temporal dos pulsos:  $\tau_p = (52,5 \text{ ps}) \cdot L^{1/4} / \delta^{1/2} \cong 60 \text{ ps}$ .

O modulador foi instalado intracavidade, próximo ao espelho de saída do laser. A operação do laser no regime de acoplamento de modos foi realizada ajustando-se micrometricamente o comprimento do ressonador para que a tempo de vôo dos fótons correspondesse ao período de modulação. Um ajuste fino do casamento entre as frequências pôde também ser realizado através do controle da frequência da onda de rádio-frequência fornecida para o modulador: os pulsos *mode-locked* foram estabilizados mediante uma sintonia na casa de dezenas de hertz, executada na frequência do modulador. A largura temporal dos pulsos ópticos gerados dependeu da condição de alinhamento do laser. Para um alinhamento que corresponde à máxima potência média de saída, e máxima estabilidade, os pulsos gerados têm largura temporal  $\tau_p \cong 60$  ps, o que concorda

com o previsto pela teoria. Entretanto, efetuando-se um pequeno desalinhamento do feixe de bombeamento, a potência média de saída cai para um valor correspondente a 80% do caso anterior, observando-se simultaneamente um encurtamento da largura temporal dos pulsos. Nesta condição, os pulsos apresentam larguras temporais que dependem criticamente do alinhamento, tipicamente:  $\tau_p \cong 50$  ps, como mostrado na figura 63.

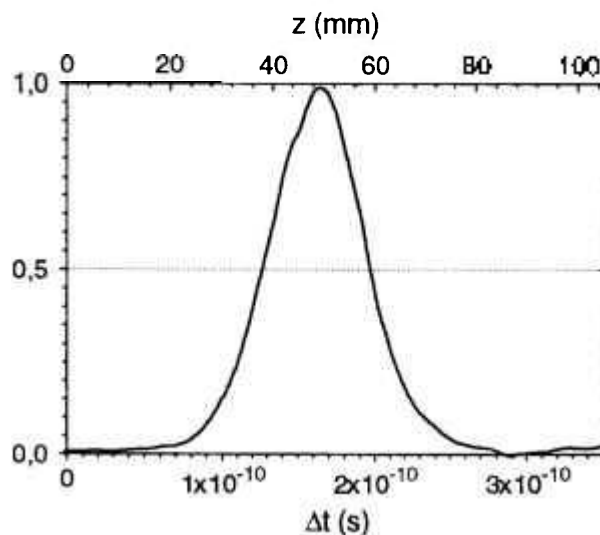


figura 63: Curva de autocorrelação dos pulsos gerados por acoplamento de modos ativo do laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio, para o alinhamento que produz pulsos mais curtos. A largura temporal à meia altura dos pulsos é 50 ps.

A largura temporal dos pulsos gerados por acoplamento ativo de modos deve depender exclusivamente das perdas do ressonador,  $L$ , e da profundidade de modulação,  $\delta$ , como mostra a expressão (24). No presente estudo, o alto valor das perdas introduzidas pelo modulador,  $L \cong 0,7$ , limitaram a largura dos pulsos em 60 ps. Apesar disso, pulsos mais curtos do que os previstos pelo modelo foram observados. Uma possível explicação é a presença de *hole-burning* espacial longitudinal, que causa um alargamento (inomogêneo) do ganho do laser,<sup>47</sup> ou (e) alargamento espectral devido a auto-modulação de fase no cristal de Nd:YLF.

#### 4.2.2 Estudo com um modulador acústo-óptico desenvolvido

Desenvolveu-se um modulador acústo-óptico de onda estacionária que opera no regime de *Raman-Nath* (com geração de várias ordens de difração). Apesar deste regime não ser o de mais alta eficiência de modulação com relação à potência de RF fornecida (neste caso, seria o regime de *Bragg*), este é o regime que suporta modulações mais rápidas, gerando uma janela temporal mais estreita que aquela oferecida por um modulador de *Bragg*, quando operado em altos níveis de potência acústica<sup>58</sup> (para baixo sinal, o comportamento é semelhante ao do dispositivo de *Bragg*). Deve-se destacar que foi com moduladores operando neste regime que se obteve os pulsos mais curtos, por modulação ativa, no laser de Nd:YLF.<sup>18</sup>

Os detalhes e técnicas de construção deste dispositivo seguem, de maneira geral, aqueles descritos em um trabalho anterior, por nós realizado, e divulgado em um artigo publicado na Revista de Física Aplicada e Instrumentação (SBF).<sup>135</sup>

O modulador consiste de um prisma de sílica fundida de alta qualidade, de seis faces paralelas de aproximadamente  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  de área (cada), com faces ópticas em ângulo adequado para incidência do feixe óptico em ângulo de Brewster. As faces *acústicas* do prisma têm alto grau de paralelismo, conferindo ao ressonador acústico um alto fator de qualidade. O transdutor utilizado consiste numa lâmina de  $\text{LiNbO}_3$  de aproximadamente  $200 \mu\text{m}$  de espessura, ressonante na frequência fundamental  $f_0 \cong 18,3 \text{ MHz}$  ( $3^\circ$  harmônico em  $f \cong 55 \text{ MHz}$ ). Este transdutor foi colado ao bloco acústo-óptico utilizando-se uma resina do tipo epoxi. O casamento de impedâncias entre o dispositivo e a fonte, de impedância  $50 \Omega$ , foi realizado por meio de um auto-transformador de impedâncias.

O comportamento do dispositivo com relação à frequência de excitação elétrica, em  $\lambda = 1053 \text{ nm}$  e para uma potência de rádio-frequência de  $2 \text{ W}$ , é mostrado na figura 64. Os parâmetros medidos foram a transmissão máxima (relacionada com as perdas contínuas) e transmissão mínima (de vale), por passo. Na figura 65, são mostrados os valores correspondentes do parâmetro de profundidade de modulação,  $\delta$ . Estas medidas foram feitas somente no sentido crescente de frequências, e somente em um dos lados da curva de ressonância efetiva do dispositivo, devido ao forte efeito térmico de deslocamento da frequência de ressonância verificado no mesmo. Para frequências maiores que aquelas utilizadas na medida (mas menores que aquelas na vizinhança da próxima frequência de ressonância acústica), o comportamento do modulador é descontínuo com o apresentado.

Na figura 66 é mostrada uma fotografia do modulador desenvolvido. O modulador tem uma montagem mecânica bastante compacta, especialmente projetada para conferir ao dispositivo uma alta estabilidade térmica e mecânica, além de minimizar a irradiação de rádio-frequência para o ambiente. Dois blocos metálicos estão em contato com as superfícies laterais (não-ópticas, não-acústicas) do meio acústo-óptico, para auxiliar na dissipação térmica do mesmo. Estes blocos são refrigerados por um fluxo contínuo de água (pequenas mangueiras mostradas na foto).

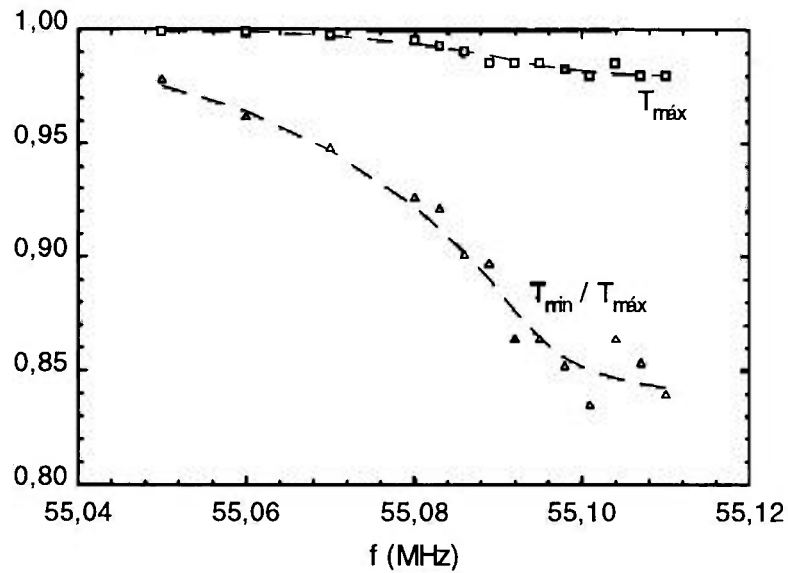


figura 64: Transmissão de pico (proporcional às perdas cw),  $T_{\text{máx}}$ , e transmissão mínima normalizada (profundidade de modulação),  $T_{\text{min}}/T_{\text{máx}}$ , do modulador acusto-óptico de onda estacionária desenvolvido, em função da frequência de excitação, e para uma potência de rádio-frequência de 2 W. Os pontos discretos correspondem às medidas experimentais. As curvas tracejadas são os comportamentos médios.

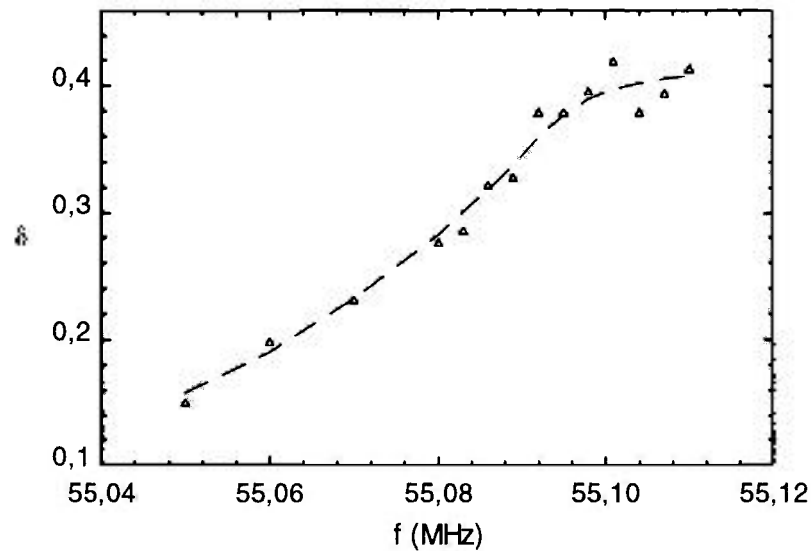


figura 65: Parâmetro de modulação do modulador acusto-óptico de onda estacionária desenvolvido, em função da frequência de excitação, e para uma potência de rádio-frequência de 2 W. Os pontos discretos correspondem às medidas experimentais. As curvas tracejadas são os comportamentos médios.

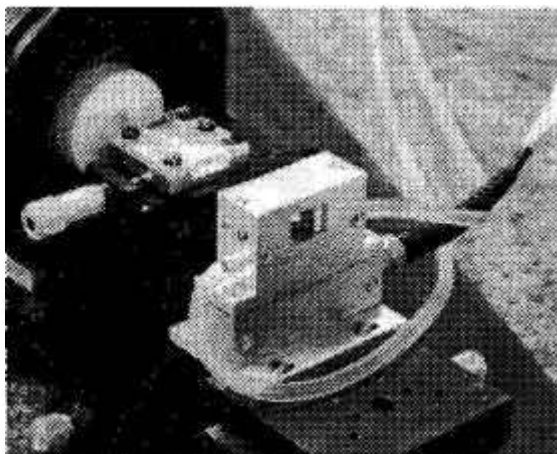


figura 66: Fotografia do modulador acusto-óptico de onda estacionária desenvolvido.

Devido à geometria em ângulo de Brewster do meio acusto-óptico, e à ausência de tensões mecânicas que poderiam causar um efeito de birrefringência óptica, a inserção do modulador no laser não causa nenhum decréscimo na sua potência de saída (as perdas de inserção são da ordem de 1%, por duplo passo). O modulador foi inserido no laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio, próximo ao espelho de saída, e excitado com 2 W de potência elétrica, na frequência  $f = 55,1$  MHz. Assim, de acordo com os valores de transmissão máxima mostrados na figura 64, temos:  $L = L_0 + L_{ins} + L_{AO} \cong 0,05 + 0,01 + 0,04 = 0,1$ . De acordo com a figura 65, temos:  $\delta \cong 0,4$ . A expressão (24) fornece para a largura temporal dos pulsos:  $\tau_p = (52,5 \text{ ps}) \cdot L^{1/4} / \delta^{1/2} \cong 50 \text{ ps}$ . O trem de pulsos obtido neste experimento de acoplamento de modos foi observado utilizando-se o sistema de amostragem que dispomos (Detetor de InGaAs ultra-rápido *Opto-Electronics* modelo *PD50*, com tempo de resposta de 50 ps, amostrador de alta performance *Tektonics SD-26 sampling head*, com tempo de subida de 18 ps e taxa de amostragem de 200 kHz, e osciloscópio digital *Tektronics CSA 803*), com tempo total de resposta igual a 53 ps. O formato médio dos pulsos é mostrado na figura 67. A largura temporal deste traço é de  $\sim 75$  ps, o que corresponde a uma largura temporal de aproximadamente 50 ps para os pulsos gerados pelo laser, descontado o tempo de resposta do sistema de detecção. O trem de pulsos obtido apresenta uma variação de amplitude inferior a 2%, como observado em um osciloscópio analógico de 100 MHz e detetor de 500 ps de tempo de resposta (detetor de silício).

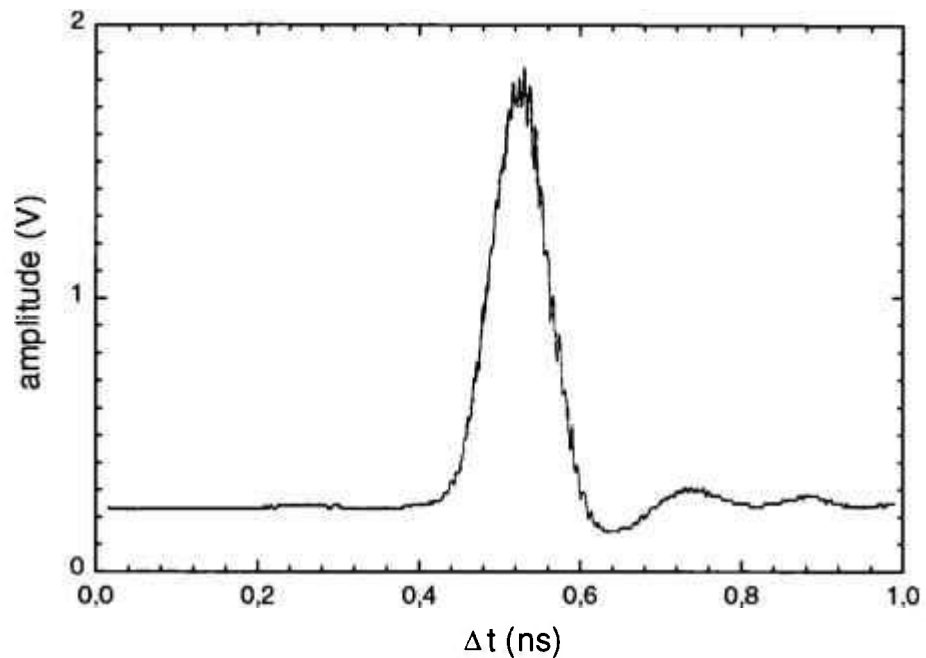


figura 67: Traço obtido pelo sistema formado por um fotodetector ultra-rápido e osciloscópio de amostragem, para os pulsos gerados por acoplamento de modos ativo do laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio, com o modulador desenvolvido. A largura à meia altura deste traço é 75 ps, correspondendo a uma largura de pulso igual a 53 ps.

Assim, vemos que mesmo para valores moderados de profundidade de modulação (no nosso caso  $\delta \cong 0,4$ ), os baixos valores de perdas do modulador desenvolvido (tanto passivas como ativas c.w.), permitem ainda a obtenção de pulsos bastante curtos. Este dispositivo desenvolvido tem características especialmente importantes quando utilizado em conjunto com outros mecanismos de modulação, como por exemplo, com técnicas passivas. No caso do acoplamento de modos com contribuição significativa de modulação não-linear de parâmetros, as características do regime dependem criticamente das perdas intracavidade, como vimos na análise teórica.

### 4.3 Laser de Nd:YLF bombeado por laser de semicondutor

Desenvolvemos um laser de Nd:YLF bombeado por laser de semicondutor, de maneira a possibilitar o estudo desse sistema nos regimes c.w. e com acoplamento de modos. O bombeamento por diodo-laser pode ser suficientemente sintonizado com a banda de absorção mais intensa do Nd:YLF, além das vantagens de compactação, estabilidade e portabilidade (este arranjo requer uma infra-estrutura bastante modesta). Uma motivação adicional foi o estudo das condições reais, práticas, do bombeamento por lasers de semicondutor de alta potência. Tipicamente, o feixe óptico fornecido por estes lasers é de baixa qualidade (comparado, p.ex. com o feixe de um laser de argônio): 1) uma alternativa para se obter altas potências ópticas é o uso de uma matriz de diodos, com feixe(s) de saída direto ou acoplado a uma fibra óptica (nesse caso, o feixe não tem coerência espacial e nem polarização preferencial), o que obviamente corresponde a uma fonte óptica de baixa qualidade espacial. 2) no caso de lasers de diodo com elemento único, para se obter altos níveis de potência óptica, enquanto mantendo a densidade de corrente abaixo do limite de dano da junção semicondutora, a região ativa destes diodos tem área larga. Nesse caso, a região ativa tem dimensões transversais extremamente assimétricas ( $\sim 1 \mu\text{m}$  na direção perpendicular ao plano da junção e centenas de  $\mu\text{m}$  na direção paralela). Entretanto, mesmo operando com um modo fundamental ( $TEM_{00}$ ) bastante assimétrico (elíptico), o sistema fornece um feixe de saída com baixa coerência espacial transversal, o que corresponde aproximadamente a uma listra (*stripe*) de modos  $TEM_{00}$  (elípticos) justapostos e parcialmente interferentes. O campo distante deste feixe tem, portanto, um padrão complexo. 3) em alguns casos, utiliza-se duas regiões ativas (listras) colineares, separadas por alguns  $\mu\text{m}$ . 4) outra característica destes lasers é o pequeno comprimento de coerência, tipicamente de 0,5 mm.

#### 4.3.1 Construção e caracterização preliminar

O diodo laser utilizado para o bombeamento do cristal de Nd:YLF foi um *SDL-2382-P1* (*SDL, Inc., CA, USA*). Este é um laser de GaAlAs, de *área larga*, que fornece 4W de potência de saída c.w. máxima, em uma faixa de comprimentos de onda próximos a 800 nm. A área emissora do laser consiste de dois segmentos ativos separados por um espaço de isolamento, produzindo uma abertura de dimensões transversais totais:  $1 \times 500 \mu\text{m}$ . O feixe de saída é polarizado, com uma razão de 20:1, na direção paralela ao plano da junção. A distribuição angular de energia, no campo distante, é Gaussiana na direção perpendicular ao plano da junção, com largura à meia altura igual a  $34^\circ$ . Na direção paralela à junção, a distribuição possui um padrão com dois máximos simétricos, e largura à meia altura igual a  $12^\circ$ . O diodo é resfriado por um elemento termoelétrico acoplado, e o seu encapsulamento permite a operação entre  $-20$  a  $50^\circ\text{C}$ . A emissão laser tem largura espectral de  $\sim 1,6 \text{ nm}$ , e o comprimento de onda central de emissão depende da temperatura de operação de acordo com:  $\lambda_0 \cong [797 \text{ nm}] - 0,3 \cdot [(25^\circ\text{C}) - T]$ .

O diodo laser é operado com uma tensão de aproximadamente 2V, e corrente ajustável, pela fonte elétrica *SDL-820*. A potência de saída como função da corrente de operação é mostrada na figura 68 (curva  $P_{\text{OUT}}$ ).

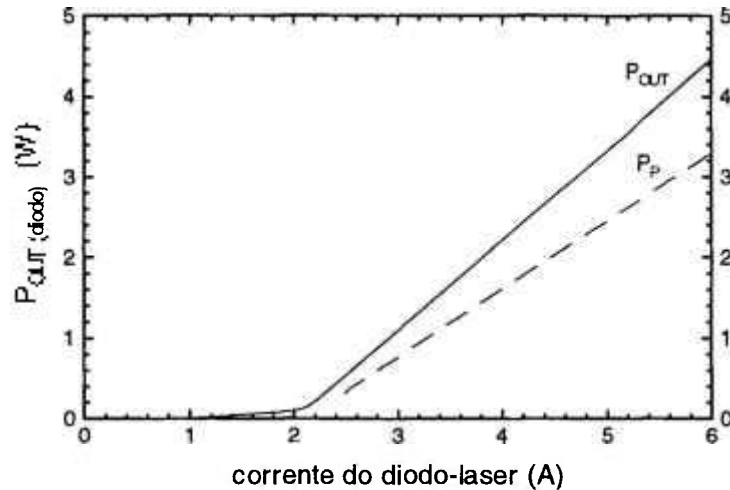


figura 68: Potência de saída ( $P_{OUT}$ ) do diodo laser utilizado e potência de bombeamento ( $P_P$ ), incidente no cristal de Nd:YLF, como função da corrente de operação do diodo laser.

O feixe deste laser foi transformado por uma óptica colimadora, composta por uma objetiva de comprimento focal 8 mm (*Melles Griot - Diode Laser Collimating Lens - 06GLC002*), seguida de um par de prismas anamórfico (*Melles Griot - Anamorphic Prism Pair - 06GPA004*) que expande a cintura do feixe na direção paralela ao plano da junção por um fator 3. Essa é uma correção do feixe baseada em *óptica Gaussiana*, levando portanto a um feixe colimado (cintura larga) e angularmente simétrico (mesmas divergências nas duas direções, para a porção coerente do feixe). De acordo com as divergências originais do feixe do diodo laser, essa correção leva a um feixe com cintura  $w_0 \cong 2,4\text{mm}$ . Entretanto, a distribuição de energia na direção paralela à junção obedece a leis de transformação que não são somente da *óptica Gaussiana*. Nesta direção, o feixe do diodo laser tem características que também correspondem a uma fonte extensa de luz, de acordo com o conceito da *óptica geométrica* (devido à baixa coerência transversal). Assim, o resultado da transformação do feixe por esses elementos levou a um feixe colimado, mas reproduzindo a distribuição espacial de energia da abertura do laser: duas listras alinhadas, especialmente quando no infinito (ou no foco de uma lente).

Devido ao fato de que a coerência espacial transversal, na direção da junção, não é completamente nula, verificou-se que existem posições longitudinais (em  $z$ ) onde o campo das duas listras interfere construtivamente, levando à formação de um terceiro máximo de intensidade no espaço entre as listras. Como verificado experimentalmente, nestas posições pôde-se obter a melhor focalização deste feixe por uma lente (mínimo tamanho de feixe). Assim, utilizamos o feixe focalizado por uma lente de comprimento focal  $f = 5\text{ cm}$ , posicionada a 40 cm da saída do laser, para o bombeamento do laser de Nd:YLF. A figura 69 mostra as medidas da potência transmitida, normalizada pela incidente, para o feixe do diodo-laser eclipsado por uma lâmina na posição do foco desta lente. A curva  $x$  corresponde à direção paralela ao plano da junção do laser (horizontal), enquanto que a curva  $y$  à direção perpendicular (vertical). A análise destas curvas

permite a obtenção dos valores das cinturas dos feixes (no contexto da óptica Gaussiana). Nesse caso,  $w_x \cong 300 \mu\text{m}$  e  $w_y \cong 60 \mu\text{m}$ . A direção  $y$  obedece à óptica Gaussiana, e o parâmetro confocal é  $\sim 28 \text{ mm}$ . O valor medido de  $w_x$ , por sua vez, permanece aproximadamente constante ao longo de uma faixa de somente  $\sim 3 \text{ mm}$  em  $z$  ( $\sim 4 \text{ mm}$ , dentro do cristal de Nd:YLF), pois corresponde ao cruzamento de dois feixes (na descrição da óptica geométrica). Procurou-se assim focalizar este feixe próximo à superfície de entrada do cristal de Nd:YLF.

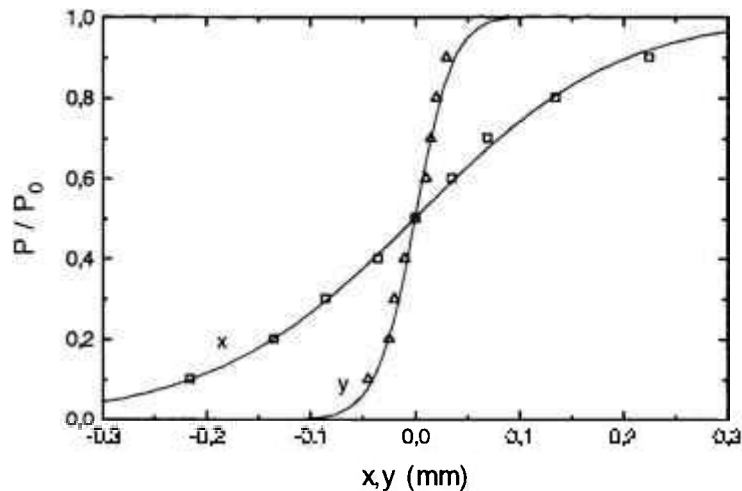


figura 69: Medidas da potência transmitida, normalizada pela incidente, para o feixe do diodo-laser (colimado e focalizado por uma lente de comprimento focal  $f=5 \text{ cm}$ ), eclipsado por uma lâmina. A curva  $x$  corresponde à direção paralela ao plano da junção do laser (horizontal), enquanto que a curva  $y$  à direção perpendicular (vertical). A partir destas curvas, determinou-se que  $w_x \cong 300 \mu\text{m}$  e  $w_y \cong 60 \mu\text{m}$ .

O meio ativo foi obtido de maneira análoga ao do laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio: do mesmo cristal de Nd:YLF (crescido em nossos laboratórios), com concentração de Nd igual a  $0,6(1) \text{ mol}\%$ , foi retirado um prisma retangular com dimensões  $3 \times 3 \times 13 \text{ mm}^3$ , extraído ao longo da direção de crescimento (coincidente com a direção cristalográfica  $(1,1,0)$ ). As faces ópticas foram cortadas em ângulo apropriado para incidência do feixe em ângulo de Brewster, convenientemente orientadas para a polarização  $\pi$ , e polidas até uma planicidade de  $\lambda/4$ . A transmissão óptica da amostra em  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$  é  $0,999(1)$ .

A figura 70 mostra o arranjo experimental utilizado para o laser de Nd:YLF bombeado por diodo laser. O ressonador utilizado, com formato "z", é apropriado para o estudo do regime de acoplamento de modos por lente Kerr, e também permite boa extração de potência no regime c.w. O espelho de fundo do laser,  $M_1$ , tem curvatura plana e uma cobertura dielétrica altamente refletora para  $\lambda \cong 1,05 \mu\text{m}$  ( $R > 99,9\%$ ) e altamente transmissora para  $\lambda \cong 800 \text{ nm}$  ( $T > 92\%$ ). O cristal de Nd:YLF é posicionado o mais próximo possível deste espelho e bombeado pelo feixe focalizado do diodo laser. Um conjunto de espelhos côncavos adicionais ( $M_3$  e  $M_4$ ), com raios de curvatura iguais a  $10 \text{ cm}$ , foram utilizados de maneira a produzir um foco auxiliar intracavidade, estando estes espelhos inclinados em um ângulo de  $\sim 15^\circ$ , compensando assim o astigmatismo introduzido pelos elementos em ângulo de Brewster intracavidade (meio ativo, meio Kerr,

modulador), aproximadamente. O ressonador é completado por um outro espelho plano,  $M_2$ , que pode ser usado para permitir uma transmissão parcial do campo intracavidade (espelho de saída).  $M_3$  está a 61,5 cm do espelho  $M_1$ ;  $M_4$  está a 62 cm de  $M_2$ . Como este ressonador é aproximadamente simétrico, os dois intervalos de estabilidade (com relação à distância de separação entre  $M_3$  e  $M_4$ ) são contínuos. A figura 71 mostra a dependência do parâmetro de estabilidade,  $g_1g_2$ , com relação à distância de separação entre os espelhos  $M_3$  e  $M_4$  ( $L_M$ ).

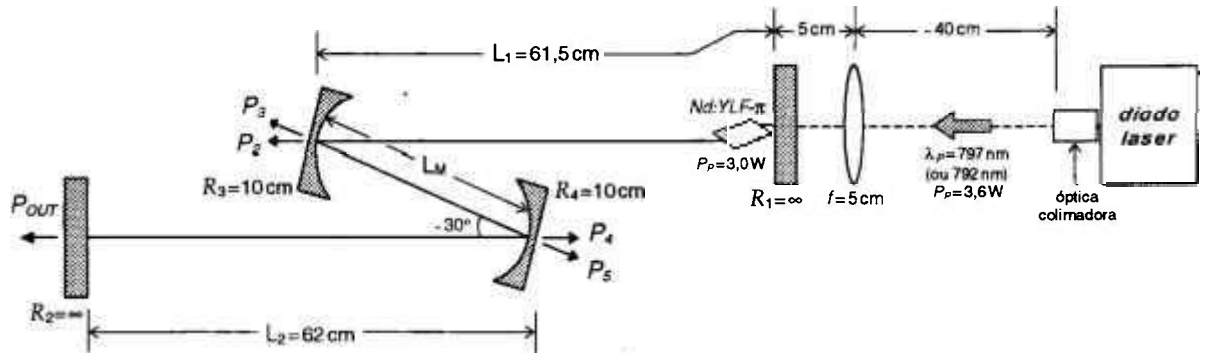


figura 70: Esquema geral do laser de Nd:YLF bombeado por diodo laser.

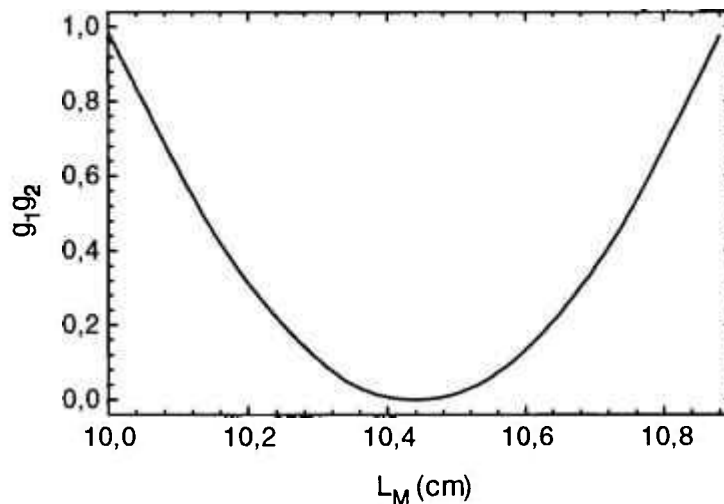


figura 71: Parâmetro de estabilidade ( $g_1g_2$ ) do ressonador da figura 70, como função da distância de separação,  $L_M$ , entre os espelhos côncavos  $M_3$  e  $M_4$  ( $R_{3,4} = 10$  cm).

O perfil transversal do modo fundamental ( $TEM_{00}$ ) do ressonador da figura 70 é mostrado na figura 72, para o primeiro intervalo de estabilidade, e na figura 73, para o segundo intervalo de estabilidade. Nestas figuras, o raio calculado do modo fundamental como função da distância longitudinal ( $z$ ) tem a distância  $L_M$  como parâmetro.

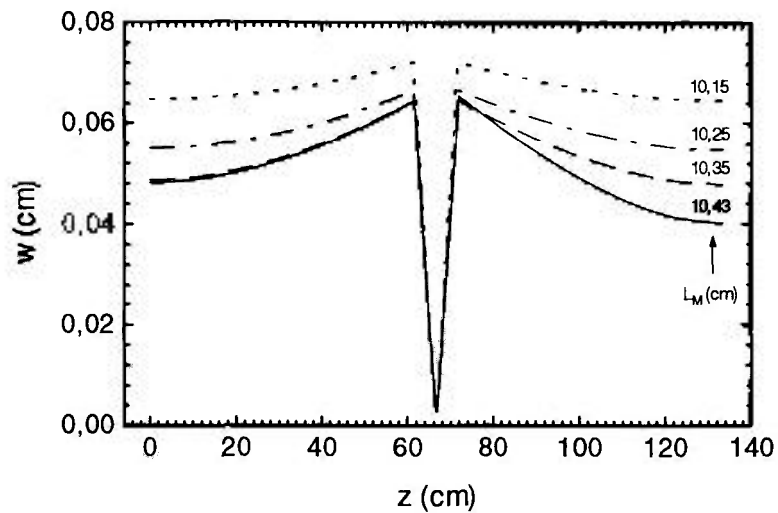


figura 72: Raio do modo fundamental ( $TEM_{00}$ ) do ressonador da figura 70, como função da distância longitudinal,  $z$ , para o primeiro intervalo de estabilidade, com a distância  $L_M$  como parâmetro (indicado nas curvas).

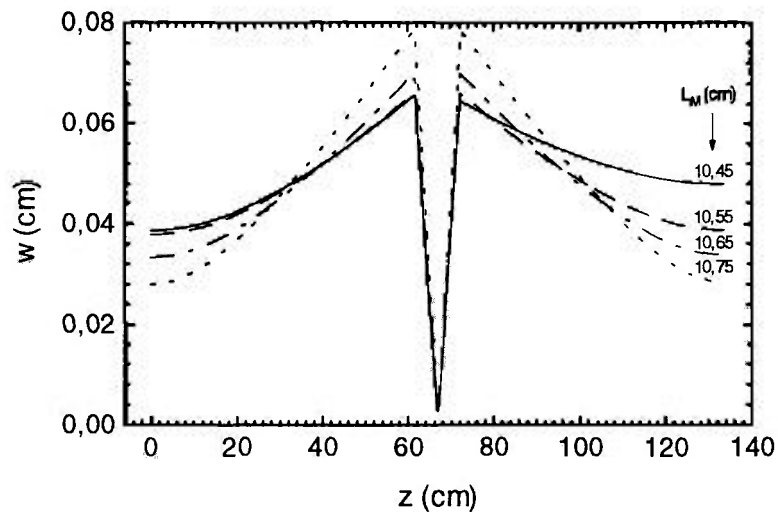


figura 73: O mesmo que na figura 72, para o segundo intervalo de estabilidade.

Como podemos ver deste cálculo, as cinturas do modo fundamental na posição do meio ativo ( $z \cong 0$ ) são demasiadamente grandes no primeiro intervalo de estabilidade, comparado com as cinturas ( $x$  e  $y$ ) do feixe de bombeamento (ver figura 69). Assim, este laser tem um comportamento mais eficiente na segunda região de estabilidade (figura 73), que apresenta valores de cintura do modo na posição do meio ativo comparáveis com a do feixe de bombeamento no plano horizontal ( $w_x \cong 300 \mu\text{m}$ ), apesar de ainda grandes para o plano vertical (o feixe de bombeamento tem  $w_y \cong 60 \mu\text{m}$ ).

O laser foi bombeado em  $\lambda_p \cong 797 \text{nm}$  e verificou-se que a melhor configuração para extração de potência c.w. corresponde a  $L_M \cong 10,75 \text{cm}$ . A potência de saída obtida nesse caso,

para uma transmissão do espelho de saída igual a 27%, e em função da potência de bombeamento (incidente no cristal de Nd:YLF), é mostrada na figura 74. A potência dos feixes de vazamento pelos espelhos de dobra,  $P_2$ ,  $P_3$ ,  $P_4$  e  $P_5$  (ver figura 70), foi também simultaneamente medida e indica que cada um destes espelhos inclinados têm transmissão de apenas 0,2%, por passo. O laser apresenta um limiar alto de oscilação ( $P_p \cong 0,8 \text{ W}$ ) devido à alta transmissão do espelho de saída. Obteve-se, com esta configuração, 1,2 W de potência de saída para 3 W de potência de bombeamento (eficiência óptica de 40%). Isto corresponde aos melhores resultados já reportados para este tipo de sistema.

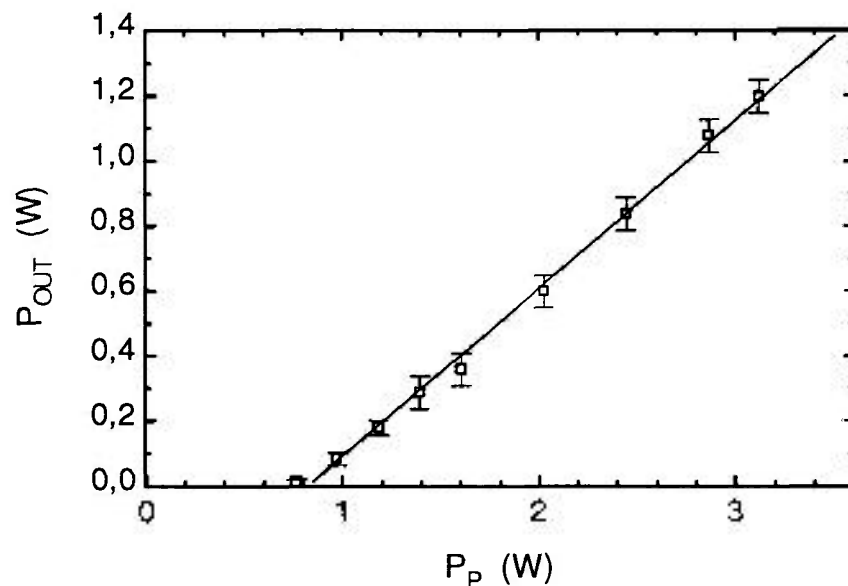


figura 74: Potência de saída do laser de Nd:YLF bombeado por laser de diodo, para a melhor configuração para o regime c.w. e para uma transmissão de saída de 27 %.

Observou-se um efeito de lente térmica no cristal de Nd:YLF, quando sob bombeamento contínuo, que manifesta-se pela não reprodutibilidade de alguns alinhamentos ópticos e por distorções observadas no feixe de saída. Este efeito pode ser responsável também por perdas devido à birrefringência termicamente induzida, como iremos discutir no próximo item. A fonte do laser de semiconductor permite ainda a sua operação chaveada, sendo que, para um baixo ciclo útil de bombeamento, os efeitos térmicos no cristal de Nd:YLF são praticamente nulos. Nesse caso, os intervalos de estabilidade observados correspondem fielmente àqueles calculados.

Um pequeno aumento na eficiência do laser (~15%) foi observada para o bombeamento em  $\lambda_p \cong 792 \text{ nm}$ . Nesse caso, a temperatura do diodo laser deve ser  $T \cong 3^\circ$ , o que verificamos ser difícil de manter por várias horas com o sistema de refrigeração do diodo que utilizamos.

A estabilidade temporal deste laser, no regime c.w., é muito grande. Flutuações de amplitude, tanto de pequena como de grande duração temporal, são inferiores a 1%.

### 4.3.2 Determinação dos parâmetros fundamentais do laser

O regime de acoplamento de modos por lente Kerr requer a operação do laser no limite interno do intervalo de estabilidade, como discutido na seção 2.9.2, que corresponde neste ressonador a  $L_M \approx 10,5$  cm. Além disso, a caracterização foi realizada na configuração com meio Kerr e modulador acusto-óptico intracavidade (configuração descrita na próxima seção). Para a determinação do ganho e das perdas do sistema, utilizamos um método simplificado, com relação àquele descrito na seção 4.1.2. Cinco espelhos planos, de refletividades diferentes e conhecidas, foram utilizados em  $M_2$ , obtendo-se assim as potências de saída,  $P_{OUT}$ , como função destas refletividades ( $R$ ). O ajuste da expressão teórica ( 11 ) aos valores obtidos de potência de saída,  $P_{OUT} = (AI_S/2)(1-R)[\Gamma^0/(L-\ln R) - 1]$ , levou aos parâmetros:  $(AI_S/2) \cong 3,5(5)$  W,  $L \cong 0,2(1)$  e  $\Gamma^0 \cong 1,2(4)$ . Os valores medidos, assim como a curva teórica ajustada, são mostrados na figura 75.

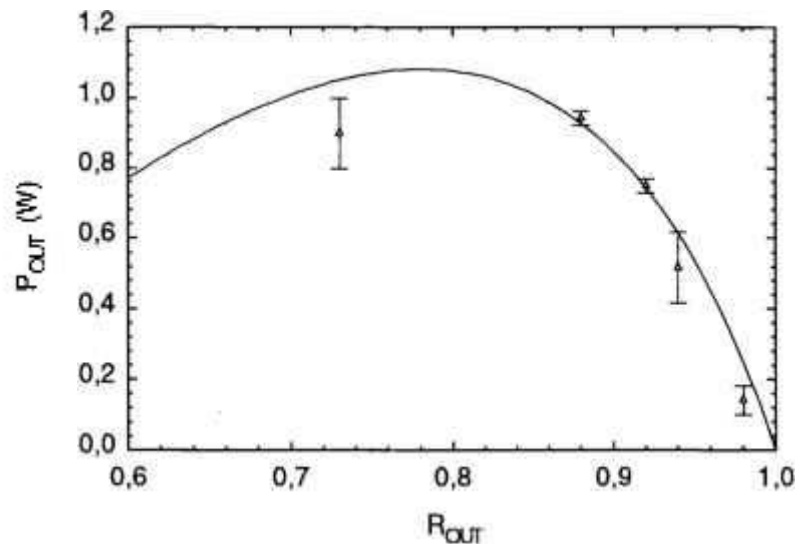


figura 75: Valores medidos de potência de saída, para cinco refletividades diferentes do espelho  $M_2$ , do laser de Nd:YLF bombeado por diodo laser. Também mostrada a curva teórica ajustada aos dados experimentais.

O baixo valor do ganho por duplo-passo nesta configuração,  $\Gamma^0 \cong 1,2$ , é devido à baixa concentração de Nd no meio ativo (0,6 mol%), aos valores não ótimos das cinturas de bombeamento e emissão (para uma avaliação dos valores ótimos, ver figura 54) e à baixa qualidade espacial do feixe de bombeamento, que leva a limitações para o confinamento espacial dessa energia, não permitindo uma superposição eficiente entre o modo do laser e o perfil de ganho. O valor de perdas determinado, por sua vez,  $L = 0,2$  (por duplo-passo), não é completamente justificado pelo número de superfícies ópticas intracavidade, nem pela qualidade destas superfícies ou dos materiais utilizados (espalhamento). Assim, podemos inferir que os efeitos térmicos no cristal de Nd:YLF, sob bombeamento contínuo do diodo-laser, são determinantes para esse alto valor de perdas, em conjunto com as superfícies em ângulo de Brewster intracavidade (devido à birrefringência térmica), ou em função do pequeno intervalo de estabilidade do ressonador (devido às aberrações da lente térmica).

#### 4.4 KLM ativamente iniciado no laser de Nd:YLF

O baixo valor determinado para o ganho normalizado do laser de Nd:YLF bombeado por diodo laser,  $g_0 = \Gamma^0/L \leq 10$ , não permite, de acordo com a nossa análise teórica mostrada na seção 3.3, a geração do regime KLM eficiente nesse sistema. Além disso, a distribuição espacial transversal de ganho no meio ativo, como vimos, causa um efeito relativamente forte de confinamento espacial do modo do laser no espelho  $M_1$  (parâmetro crítico para a geração do KLM eficiente). Isso não permite muita tolerância no ajuste preciso dessa abertura para o seu valor ótimo (determinado na seção 3.3). Especialmente, essa abertura provocada pela distribuição de ganho é bastante intensa na direção vertical (sagital), onde a razão entre o raio do feixe de bombeamento e o do modo espacial do laser é aproximadamente:  $w_{p,y}/w_1 \approx 0,15$  (alguns ajustes na óptica de colimação do feixe de bombeamento permitem aumentar esta razão para, no máximo, 0,5). De acordo com o cálculo da sensibilidade do ressonador para lente Kerr, mostrado na seção 2.9.2.3, a variação relativa do raio do modo do laser nesta direção, como função da potência instantânea, é menos intensa que na direção tangencial, e pode em alguns casos, ter sinal oposto a esta última.

Apesar destas limitações, decidimos estudar o regime KLM nesse sistema, o que resultou na obtenção de um regime surpreendentemente estável e eficiente, com geração de pulsos consideravelmente curtos, devido a um efeito não previsto na descrição teórica geral: a *inhomogeneidade espacial longitudinal do ganho* (SHB ou “*spatial hole-burning*”), como iremos ver a seguir.

O arranjo experimental utilizado é mostrado na figura 76. O laser de Nd:YLF bombeado por laser de semiconductor foi reconfigurado para incluir um elemento não-linear (vidro SF57) no braço central. Também, o modulador acusto-óptico de onda estacionária desenvolvido foi inserido intracavidade, próximo ao espelho  $M_2$ . A distância do braço central teve que ser reajustada para  $L_M \cong 11,45$  cm, devido à refração no vidro SF57, cujo comprimento é 1 cm (índice de refração  $n_0 \cong 1,7$ ). Uma fenda (composta por duas lâminas posicionadas micrometricamente) foi também inserida intracavidade, próxima ao meio ativo.

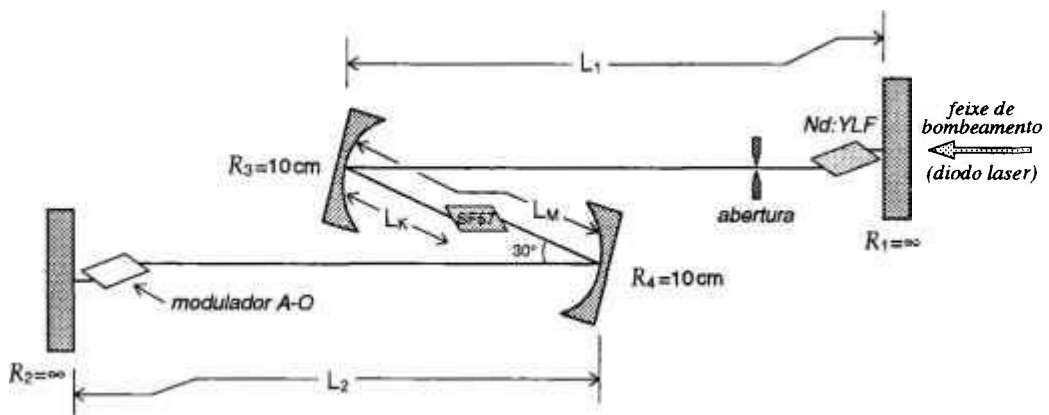


figura 76: Configuração do laser de Nd:YLF bombeado por diodo laser, para o experimento de acoplamento de modos por lente Kerr, iniciado por modulação ativa.

Os valores do parâmetro de modulação do modulador acusto-óptico desenvolvido, como função da potência elétrica de rádio-frequência, são mostrados na figura 77. Observou-se que o laser apresenta um comportamento altamente instável, com muitas oscilações de relaxação, quando o modulador acusto-óptico é alimentado com potências acima de 0,1 W, mesmo casando-se precisamente a frequência de modulação com o inverso do período do ressonador. Isso se deve, provavelmente, à forte auto-modulação de fase presente no sistema, que não permite esse casamento de frequências de maneira independente da intensidade de pico do pulso. Assim, não é possível estabelecer o sincronismo de modulação nas etapas de formação (com pulsos lentos) e manutenção (pulsos de mínima largura temporal) do regime de acoplamento de modos ativo, simultaneamente.

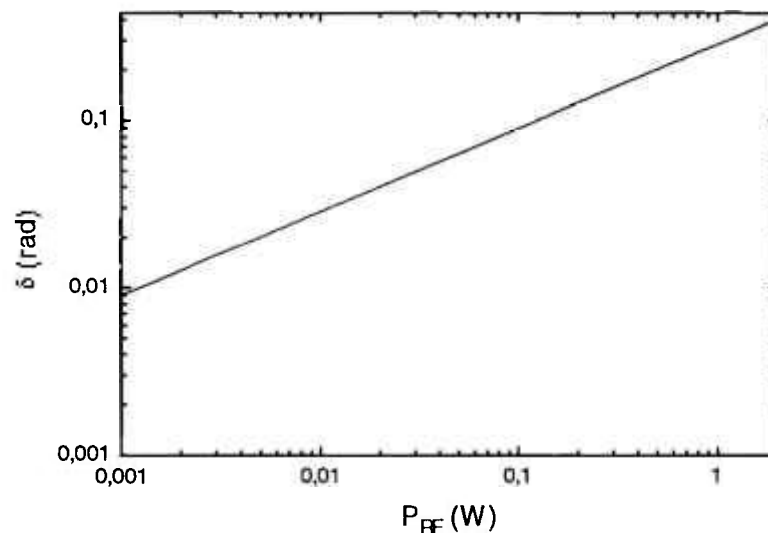


figura 77: Parâmetro de modulação do dispositivo acusto-óptico de onda estacionária desenvolvido, em função da potência de excitação (onda elétrica de rádio-frequência). A transmissão do modulador para a intensidade óptica é, para esta faixa de potências de excitação, aproximadamente descrita por:  $T \equiv \cos^2[\delta \cdot \text{sen}(\Omega t)]$

Entretanto, quando a potência de alimentação do modulador é reduzida para a faixa entre 0,01 e 0,03 W, o laser assume um regime estável, desde que se ajuste precisamente a frequência de modulação. Quando uma medida de autocorrelação é realizada neste caso, obtém-se um traço que corresponde a um “trem de pulsos”, com um fundo c.w. de valor significativo. A largura à meia altura deste traço é ~ 20 ps, e o fundo corresponde a 50% do valor do pico deste traço (ver figura 78). Como o autocorrelador utilizado é *livre de fundo* (pois utiliza a geração de segundo harmônico do *Típo II*), isso indica que o laser oscila, neste caso, em um regime de acoplamento de modos parcial. A teoria tradicional de acoplamento de modos ativo em lasers homogêneos, devida à Siegman e Kuizenga<sup>15</sup>, não é capaz de explicar este resultado. Assim, considerou-se que esse regime é provavelmente devido à presença de auto-modulação de fase (e) ou *hole-burning* longitudinal. Como o traço de autocorrelação mantém as suas características quando o laser é alimentado por valores menores de potência de bombeamento, a hipótese de influência significativa da auto-modulação de fase, neste caso, pôde ser descartada.

A medida de autocorrelação do feixe do laser no regime contínuo (c.w.), resultou no mesmo tipo de traço que no caso anterior (com largura à meia altura de ~ 20 ps, e fundo correspondente a 50% do valor de pico deste traço), apenas com uma amplitude ~ 4 vezes menor (ver figura 78). Este é um resultado esperado (previsto na teoria básica de autocorrelação de feixes de luz) para feixes de luz não-coerente, como no caso de um laser oscilando em muitos modos longitudinais independentes. Nesse caso, a função de autocorrelação normalizada (expressão ( 78 )) tem um valor máximo  $G^{(2)}(0) = 1$  (pois mesmo luz incoerente é auto-correlacionada para atraso nulo), e, para valores de atraso maiores que o tempo de coerência da luz, pode-se demonstrar que:<sup>56</sup>

$$G^{(2)}(\tau) \equiv \frac{\langle I(t)I(t-\tau) \rangle}{\langle I^2(t) \rangle} = \frac{\langle I(t) \rangle^2}{\langle I^2(t) \rangle} = \frac{1}{2} \quad (150)$$

Assim, a autocorrelação do feixe do laser no regime c.w. confirma a hipótese de fortes efeitos de alargamento inhomogêneo do ganho do laser devido à grade de população longitudinal formada no meio de ganho (SHB). O comprimento de coerência,  $\ell_c$ , depende da largura espectral de acordo com:  $\ell_c = 2\pi / \Delta k$ . Considerando que o tempo de coerência possa ser estimado pela largura à meia altura medida do traço de autocorrelação no regime c.w., 20 ps, temos que o comprimento de coerência é:  $\ell_c \cong 6$  mm. Assim, a largura espectral da radiação laser pode ser estimada como da ordem de:  $\Delta k \cong 10 \text{ cm}^{-1}$ , ou  $\Delta \nu \cong 50 \text{ GHz}$ .

As medidas de autocorrelação realizadas correspondem a sinais não normalizados. No caso do sistema com pequena modulação acusto-óptica (e ajuste preciso da frequência de modulação), a observação de uma curva de autocorrelação com amplitude ~ 4 vezes maior (que o caso c.w.) retrata uma maior intensidade de pico do laser. Assim, apesar de sua saída apresentar características de luz incoerente, o laser apresenta também, nesse caso, características de um regime de acoplamento de modos parcial.

Para os mesmos valores de profundidade de modulação acusto-óptica utilizados anteriormente, correspondentes a potências de rádio-frequência entre 0,01 e 0,03 W, e ajustando-se cuidadosamente: 1) a posição do meio Kerr, 2) o alinhamento do laser, e 3) a frequência de modulação (na faixa de alguns Hz), pôde-se observar o estabelecimento de um outro regime no sistema, que corresponde a um regime de acoplamento de modos completo. A curva de autocorrelação obtida, neste caso, apresenta um traço bastante estreito, com ~ 10 ps de largura à meia altura, e completamente livre de fundo, como mostrado na figura 78.

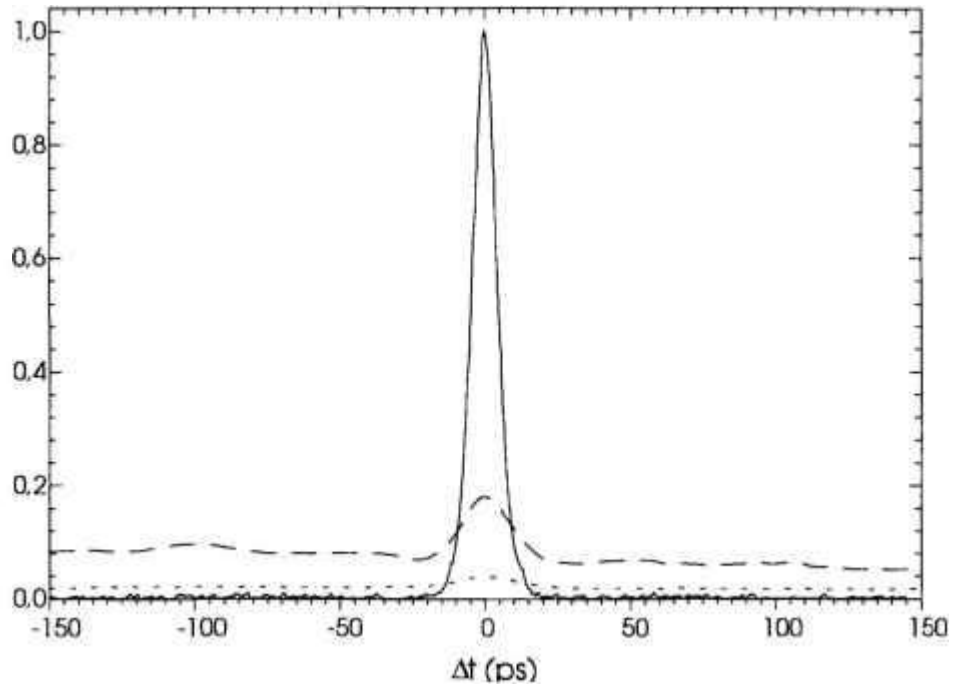


figura 78: Curvas de autocorrelação obtidas para o laser nos regimes: c.w. (curva pontilhada), com modulação acusto-óptica correspondente a  $\delta \cong 0,03$  rad (curva tracejada), e para o regime KLM (curva contínua), com o mesmo valor de modulação ativa. Note-se a extinção do sinal de fundo para o traço correspondente ao regime KLM (característica de um regime de acoplamento de modos completo).

A dependência da formação desse regime com a posição do meio Kerr,  $L_K$ , caracteriza o regime KLM. Observou-se a existência de duas regiões de valores de  $L_K$ , que levam a esse regime:  $4,9 \text{ cm} \leq L_K \leq 5,0 \text{ cm}$  e  $5,3 \text{ cm} \leq L_K \leq 5,4 \text{ cm}$ , aproximadamente. Atribui-se a existência de duas regiões de máxima sensibilidade para o efeito de lente Kerr, à sobreposição de efeitos no plano tangencial (figura 32) e sagital (figura 33), devido à distribuição espacial transversal de ganho. Além disso, o efeito de confinamento pelo ganho é mais intenso no plano sagital ( $y$ ). Para outros valores de  $L_K$ , estabelece-se o regime anteriormente descrito de modulação ativa apenas, independentemente dos ajustes nos parâmetros do laser e do modulador. No caso do regime KLM observado, a fenda permaneceu totalmente aberta, sendo que o seu fechamento progressivo levou ocasionalmente a uma pequena melhora na estabilidade do regime para uma obstrução muito pequena do modo do laser (essa observação não foi reprodutiva). De maneira geral o seu fechamento levou à destruição do regime. Isso indica que a distribuição espacial transversal de ganho no meio ativo representa valores de abertura para o modo do laser inferiores ao valor ótimo esperado pela análise teórica.

Na figura 79 é mostrada uma expansão do traço de autocorrelação obtido para o trem de pulsos. A largura à meia altura deste traço é  $\sim 8,8$  ps, o que permite inferir que a largura temporal dos pulsos é  $\tau_p \cong 6,2$  ps, considerando-se pulsos Gaussianos, ou  $\tau_p \cong 5,7$  ps, para pulsos do tipo sech (ver Tabela 1). Nesta figura também é mostrado o melhor ajuste de uma curva Gaussiana aos dados de autocorrelação. Como podemos ver, o traço não pode ser completamente descrito por esta função.

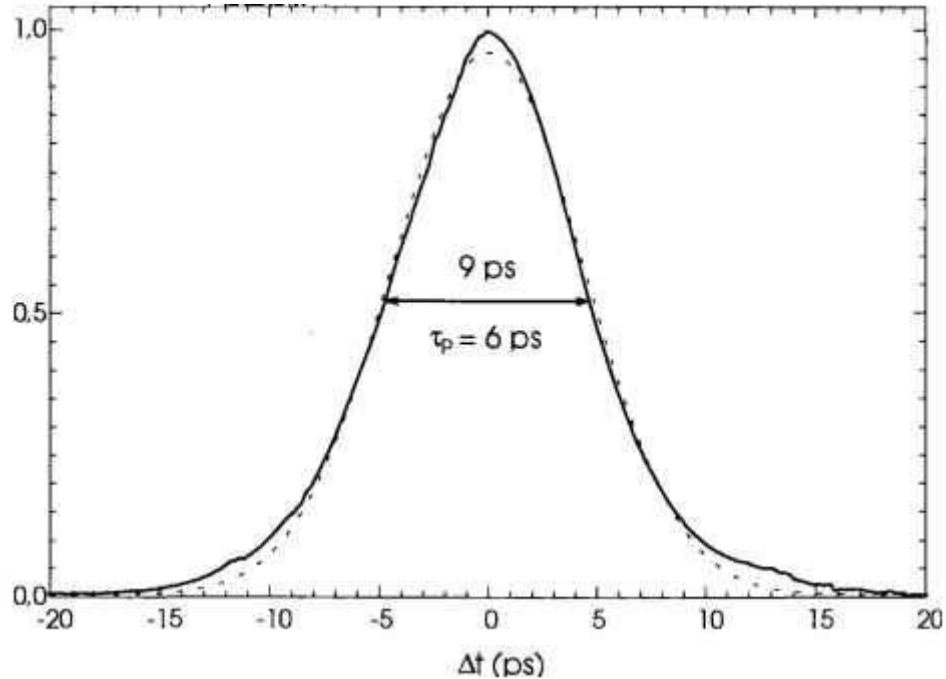


figura 79: Traço de autocorrelação obtido para o laser no regime KLM (curva contínua), iniciado por modulação ativa, correspondente a  $\delta = 0,03$  rad. Também mostrado o melhor ajuste teórico de uma curva Gaussiana aos dados da autocorrelação (curva tracejada).

O trem de pulsos obtido com o laser nesse regime apresentou uma variação de amplitude da ordem de 10%, nos melhores casos. Entretanto, a estabilidade de longa duração do regime demonstrou-se muito boa: o laser foi operado durante ~10h contínuas, mantendo as características do regime inalteradas.

Na figura 80 são mostrados os espectros do campo oscilante do laser nos regimes c.w. e KLM. Utilizou-se para esta medida um espectrômetro de 1m (SPEX) e técnica de detecção modulada (*lockin*). Cada medida completa do espectro levou aproximadamente 10 min para ser realizada. Assim, a distribuição espectral obtida correspondeu a uma média temporal.

O espectro do campo do laser no regime c.w. tem uma largura à meia altura de aproximadamente  $\Delta\lambda \cong 0,3$  nm,  $\Delta\nu \cong 90$  GHz, e a sua sub-estrutura permite a identificação de aproximadamente 14 modos de *hole-burning espacial longitudinal* (SHB), separados por  $\Delta\lambda_{hb} \cong 0,03$  nm,  $\Delta\nu_{hb} \cong 9$  GHz. Considerando a expressão teórica para a separação entre os modos de SHB,<sup>57</sup>:  $\Delta\nu_{hb} \cong c/(4.d)$ , onde d é a distância efetiva de separação entre o espelho e o meio ativo, temos que  $d \cong 8$  mm, no nosso caso, o que é bastante razoável desde que a superfície de entrada do meio ativo está a 5 mm do espelho, mas a distribuição de ganho tem um centro deslocado internamente ao bastão. No caso KLM, o espectro permanece inalterado. O produto da largura de banda com a largura temporal é, no nosso caso, dado por:  $\Delta\nu.\tau_p \cong 0,54$ , maior que o 0,31 esperado para pulsos  $\text{sech}^2$  e maior que o 0,44 esperado para pulsos Gaussianos (ver Tabela 1). Assim, espera-se que uma otimização do regime, tal como aumento no ganho líquido e compensação de dispersão intracavidade, leve à geração de pulsos ainda mais curtos (~3 ps).

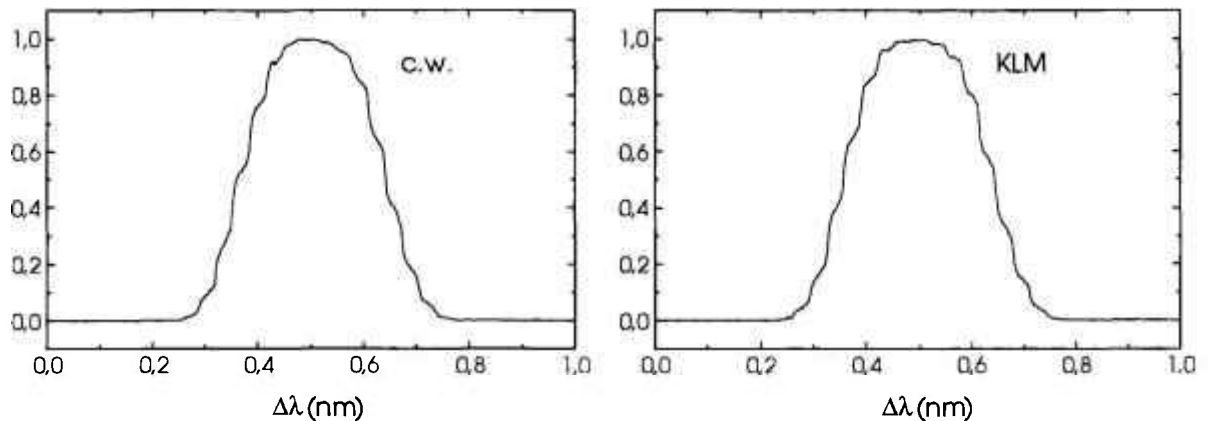


figura 80: Espectros de saída do laser de Nd:YLF bombeado por diodo laser, para o caso c.w. e para o regime de acoplamento de modos KLM ativamente iniciado (correspondente à curva contínua da figura 79). As curvas têm baixa resolução, devido à técnica de medida (espectrômetro convencional) não permitir a observação de variações de curta e média duração temporal (a medida corresponde a uma média temporal).

Flood et.al.<sup>47</sup> demonstraram recentemente a importância do efeito de SHB no acoplamento de modos ativo de um laser de Nd:YAG bombeado por diodo laser. O espectro c.w., obtido utilizando-se um interferômetro de Fabry-Perot de varredura, mostra modos de SHB claramente separados: 16 modos, com um contraste de 80%, para uma distância de separação entre o meio ativo e o espelho,  $d = 0,5$  mm. Nesse caso, a largura espectral total da emissão c.w. foi medida ser 50 GHz para  $d = 0,5$  mm e 12 GHz para  $d = 10$  mm (deve-se lembrar que a largura de linha do Nd:YAG é  $\frac{1}{3}$  da do Nd:YLF). Quando no regime de acoplamento de modos ativo, com uma profundidade de modulação acusto-óptica equivalente a  $\delta = 0,7$ , o espectro tem a estrutura de modos de SHB destruída (passa a ser uma curva lisa, sem sub-estruturas), mas mantém a largura espectral total inicial inalterada. Dessa maneira, pulsos até 4 vezes menores que os previstos pela teoria de Siegman e Kuizenga<sup>15</sup> (obteve-se pulsos de 20 ps), foram observados para  $d = 0,5$  mm (para  $d \cong 10$  mm ainda observou-se algum encurtamento, 25%, comparado com a teoria padrão). A influência da auto-modulação de fase no sistema foi verificada ser desprezível, de acordo com o estudo com a potência de bombeamento realizado.

Relativo ao nosso experimento, a modulação ativa deveria gerar pulsos previstos pela teoria com largura temporal dada pela expressão ( 24 ):  $\tau_p = (52,5 \text{ ps}) \cdot L^{1/4} / \delta^{1/2} \cong 200 \text{ ps}$  (considerando  $L \cong 0,2$  e  $\delta \cong 0,03$ ). Mesmo considerando uma redução de fator 4 nesta largura temporal, pulsos de ~50 ps deveriam ter sido obtidos. Assim, a análise da experiência passa pela consideração do efeito de SAM produzido pela lente Kerr (e também, posteriormente, da SPM, que pode contribuir para um fator ~2 no encurtamento do pulso, desde que suficiente dispersão negativa seja introduzida no sistema).

A modulação ativa, se intensa, provocaria mudanças na grade de ganho, levando a um espectro final alterado (como observado no experimento de Flood et.al.<sup>47</sup>). No nosso caso, a sub-estrutura de modos de SHB permanece inalterada, no espectro de KLM (relativo ao valor médio medido para o caso c.w.). Assim, podemos inferir que a ação de SAM preserva a grade de ganho,

enquanto alargando espectralmente cada um destes modos de SHB. Os modos de SHB não puderam ser resolvidos espectralmente, mesmo no caso c.w., devido à técnica de medida utilizada. Assim, não pudemos quantificar o alargamento espectral ao redor de cada um destes modos, provocado pela ação da lente Kerr, tanto no relativo à SAM quanto à SPM.

Podemos concluir que a observação clara do regime KLM no nosso sistema só foi possível devido ao alargamento espectral inhomogêneo (parcial) do ganho do sistema, provocado pelo SHB. A análise teórica do regime KLM para o nosso sistema, considerando um ganho homogeneamente alargado, indica que pulsos com  $\Delta\nu \cdot \tau_p \gg 10$  deveriam ter sido obtidos, com muito pouca estabilidade, devido à pequena taxa de encurtamento de pulso do mecanismo rápido, esperada para estas (longas) durações temporais. Entretanto, sob um outro ponto de vista, a observação clara do alargamento espectral inhomogêneo devido ao SHB, durante o regime de acoplamento de modos, só foi possível devido à utilização de uma técnica passiva de modulação de amplitude (SAM), que não destruiu a grade longitudinal de ganho.

Finalmente, deve-se destacar que a observação deste regime de operação do laser de Nd:YLF corresponde a um resultado experimental original (pois consiste em um regime que utiliza dois mecanismos conhecidos, mas nunca investigados simultaneamente), além de ser bastante eficiente na geração de pulsos ultracurtos neste laser. Durante todos esses experimentos, a potência média de saída do laser foi  $P_{OUT} \cong 650$  mW (transmissão do espelho de saída: 8%). Assim, o sistema laser desenvolvido apresenta possibilidades de aplicações práticas.

#### 4.5 KLM auto-iniciado no laser de Nd:YLF

O regime de acoplamento de modos KLM observado (descrito na seção anterior) é bastante eficiente quanto à geração de pulsos ultracurtos e não requer o uso de componentes demasiadamente sofisticados (como p.ex. estabilização ativa, moduladores especiais, eletrônica de monitoração e controle, etc.). Entretanto, verificou-se que o uso da modulação ativa é essencial para a manutenção do regime. Não se obteve o regime KLM-SHB estável, para modulações fora da faixa:  $0,01 \leq \delta \leq 0,06$  rad. Como observado, o regime necessita ser iniciado e sustentado pela modulação ativa, provavelmente devido ao baixo valor de ganho relativo,  $g_0$ , do laser (especialmente com um espelho de 8% de transmissão). Outra limitação conhecida para lasers KLM é a instabilidade imposta pela auto-modulação de fase. Assim, procuramos estudar experimentalmente a possibilidade de obtenção do regime auto-iniciado em um arranjo com mínimas perdas e com a introdução controlada de dispersão de segunda ordem negativa.

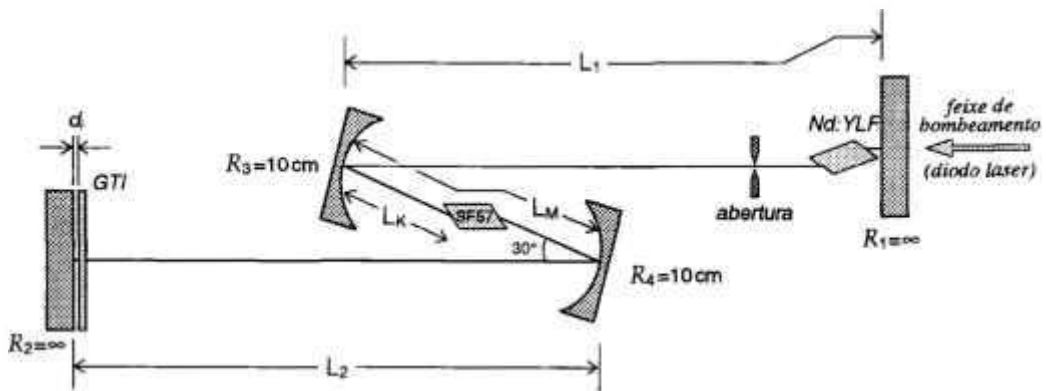


figura 81: Configuração do laser de Nd:YLF bombeado por diodo laser, para o experimento de acoplamento de modos por lente Kerr, auto-iniciado. GTI é o interferômetro de Gires-Tournois, que tem a função de introduzir dispersão de segunda ordem negativa.

O arranjo experimental utilizado é mostrado na figura 81. O modulador acusto-óptico foi retirado da cavidade laser e o espelho de saída,  $M_2$ , foi substituído por um arranjo interferométrico de *Gires-Tournois* (GTI), um tipo especial de interferômetro de *reflexões múltiplas*.<sup>52</sup> O GTI utilizado é composto por dois espelhos planos, paralelos (analogamente a um interferômetro *Fabry-Perot* comum), sendo que o mais externo ao ressonador tem refletividade  $R \cong 99,9\%$ , e segunda superfície inclinada a  $\sim 10^\circ$ , e o interno tem refletividade  $R \cong 4\%$ , com a segunda superfície paralela e com refletividade menor que  $0,1\%$ . A distância de separação entre estes dois espelhos utilizada é  $d_i \cong 400 \mu\text{m}$ . A função do GTI é controlar a dispersão de segunda ordem do laser, enquanto introduzindo muito pouca seletividade espectral na transmissão da amplitude (módulo do campo elétrico). Cálculos realizados referentes à transmissão deste elemento<sup>136</sup> demonstram que este arranjo apresenta um *free-spectral range* (FSR) de aproximadamente  $1,3 \text{ nm}$ , com modulação de amplitude máxima de  $\sim 4\%$  (baixa finesse). Para a obtenção do efeito desejado, ou seja, a introdução controlada de dispersão de segunda ordem negativa, deve-se operar o interferômetro nas vizinhanças da *anti-ressonância* (com relação à frequência central do

laser). Considerando que a largura espectral medida (no experimento anterior) é  $\sim 1/4$  do FSR, modulações de ganho, em princípio, não são consideradas. Assim, o efeito mais pronunciado deste interferômetro é realmente a adição dispersão de segunda ordem ao sistema (derivada segunda da fase da transmissão do GTI), o que para a configuração descrita, pode atingir um valor negativo máximo (em módulo) de aproximadamente  $-3.10^6 \text{ fs}^2$ . Um dos espelhos do GTI é acoplado a um mecanismo de translação piezoelétrico, permitindo o ajuste da distância de separação do mesmo,  $d_i$ , dentro de um comprimento de onda. Variando-se esta distância de separação por  $\lambda/2$ , pode-se varrer todo o intervalo da função de dispersão do GTI.

Assim, ajustando-se a distância  $L_M$  para 11,5 cm, a distância  $L_K$  para 5,35 cm, abrindo-se totalmente a fenda e ajustando-se o GTI para a posição anti-ressonante (identificada pelo aumento da potência intracavidade), obteve-se um regime de acoplamento de modos completo, em alguns momentos auto-iniciado (em outros momentos, requer uma perturbação mecânica em um dos espelhos para se iniciar), que permanece estável por no máximo 30 s (tipicamente 10 s). Observou-se que este regime depende, de maneira crítica, do alinhamento do laser, mas ocorre para um alinhamento que corresponde à máxima potência de saída c.w. Também é crítica a estabilidade do regime com a distância de separação do GTI, dentro do intervalo de  $\lambda/2$ .

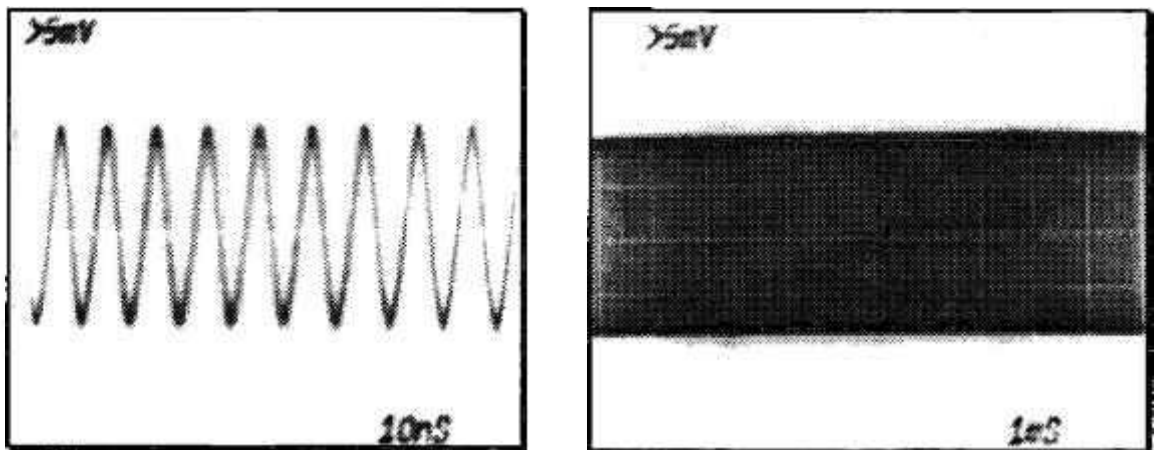


figura 82: Trem de pulsos obtido pelo acoplamento de modos passivo, por lente Kerr, do laser de Nd:YLF bombeado por diodo laser. O comportamento temporal do feixe de saída do laser foi observado utilizando-se um detector de Si, de 500 ps de tempo de resposta (responde também para sinal d.c.) e um osciloscópio analógico, com resposta máxima em frequência igual a 100 MHz (o que não permite a visualização completa do sinal gerado pelo detector). As figuras (fotografias da tela do osciloscópio) retratam a componente fundamental do trem de pulsos, gerados por acoplamento de modos, em duas escalas temporais: 10 ns/div e 1 ms/div. O sinal é 100% modulado (não apresenta fundo c.w.).

Devido à não disponibilidade do sistema eletrônico de detecção ultra-rápida durante este experimento (equipamento momentaneamente defeituoso), o trem de pulsos foi observado utilizando-se um detector de silício comum, com tempo de resposta de 500 ps, e um osciloscópio de **100 MHz**. Apesar do sistema lento de observação não permitir a visualização completa (fiel) dos

pulsos laser, pudemos verificar que o trem de pulsos é 100% modulado e tem amplitude e estabilidade máxima para a máxima dispersão negativa do GTI (posição anti-ressonante). Para outros ajustes do GTI, o regime não se estabelece ou apresenta-se muito instável. Durante o período em que o regime permanece estável (máx. 30 s), verificou-se que corresponde a um acoplamento de modos realmente c.w., pois não depende de instabilidades (oscilações de relaxação) para a sua manutenção, como mostrado na figura 82.

Os valores de  $L_k$  que levam à formação deste regime são os mesmos obtidos no experimento da seção 4.4, como observado, o que caracteriza o regime KLM. Infelizmente, não foi possível obter uma curva de autocorrelação deste regime, devido à baixa potência de saída do laser,  $P_{OUT} \approx 5$  mW, pois o espelho de saída utilizado tem transmissão de apenas 0,1%. Tentativas de se obter esse regime com um espelho de saída de 2% de transmissão resultaram infrutíferas, apesar do uso deste espelho não alterar as características (anteriormente descritas) do GTI.<sup>136</sup> Assim, acredita-se que o regime observado foi obtido para uma condição de ganho líquido que corresponde ao limiar para a auto-iniciação. O espectro do campo oscilante do laser, nesse caso, não pôde ser ainda analisado. Entretanto, como os parâmetros do sistema são semelhantes àqueles do experimento descrito na seção 4.4, comparado com os parâmetros necessários para o regime KLM eficiente (de acordo com a análise da seção 3.3), acreditamos tratar-se do mesmo regime estudado anteriormente, o KLM-SHB.

Assim, de acordo com estes resultados, podemos concluir que, introduzindo-se um valor adequado de dispersão de segunda ordem negativa no sistema e otimizando-se o ganho líquido do mesmo, o regime KLM-SHB pode ser obtido de maneira auto-iniciada. Assim, se for possível otimizar o ganho líquido do laser para permitir uma maior extração de potência de saída útil, este sistema pode vir a consistir em uma alternativa prática, totalmente de estado-sólido, para a geração eficiente de pulsos ultracurtos no laser de Nd:YLF.

## 5. Conclusões

A nossa proposição inicial para este trabalho foi o estudo da influência do valor da taxa de bombeamento nos diversos regimes de acoplamento de modos. Assim, ao lado da eficiência reportada dos novos mecanismos e técnicas desenvolvidos nos últimos anos: *APM* e técnicas afins, *KLM*, *RPM*, modulação ativa utilizando *novos moduladores*, etc., consideramos que a frequente demonstração destas técnicas em lasers com bombeamento contínuo longitudinal teria um papel fundamental, ainda não estudado, e raramente citado na literatura. Iniciou-se então um estudo sistemático das características fundamentais de tais lasers, no regime c.w., o que resultou em um novo modelamento e método para cálculo de configurações ótimas, para máxima extração de potência e/ou taxa de bombeamento.

Como consequência desse estudo teórico, desenvolvemos um laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio, que apresentou uma alta eficiência óptica, e cuja demonstração constituiu um resultado original. A caracterização cuidadosa deste laser, utilizando técnicas desenvolvidas por nós em um trabalho anterior, permitiu a obtenção precisa da seção de choque de emissão estimulada do Nd:YLF, nas transições  $\pi$  (1047 nm) e  $\sigma$  (1053 nm). O método utilizado para essa determinação constituiu também um resultado original.

Através do estudo teórico e experimental realizado para o regime de acoplamento de modos ativo, AM, pudemos confirmar a irrelevância da taxa de bombeamento para as características finais desse regime, a menos de efeitos de auto-modulação de fase que possam estar presentes no sistema. Entretanto, o estudo permitiu um maior conhecimento das características e deficiências que podem apresentar alguns moduladores, e da sua influência no regime. Por outro lado, um modulador acusto-óptico eficiente, com características dificilmente encontradas em modelos comerciais, foi desenvolvido. Com este modulador, obteve-se pulsos de 50 ps de largura temporal, no laser de Nd:YLF bombeado por laser de argônio, e nenhuma mudança na potência de saída do laser.

Ao procurar estender a análise teórica para os regimes de acoplamento de modos passivos, deparamo-nos com um modelamento pré-existente, exatamente na linha proposta de estudo: a teoria de regimes de acoplamento de modos passivo desenvolvida por Haus há aproximadamente 20 anos. Assim, realizamos um estudo de revisão deste modelamento, e cálculos quantitativos puderam ser realizados. O modelamento foi por nós reelaborado, de maneira que esperamos ter contribuído para uma melhor exposição didática do mesmo. A aplicação destes cálculos para lasers contínuos de Nd com absorvedor saturável de  $\text{LiF:F}_2^-$  permitiu a explicação quantitativa, pela primeira vez, de um experimento realizado (nos anos 80) com um ressonador longo, e também a idealização de um experimento mais eficiente, com maior tolerância nos parâmetros, nesse sistema. Nesse último caso, exploramos as características de sistemas com bombeamento longitudinal para a otimização desse regime.

Para a análise do regime KLM, realizamos uma revisão na literatura recente (e também na tradicional, quanto aos fundamentos), o que nos permitiu uma boa compreensão deste regime. Como decorrência desse estudo, e em conjunto com o estudo prévio da teoria geral de acoplamento de modos passivo, pudemos realizar novos desenvolvimentos e análises que

permitiram a quantificação da influência da taxa de bombeamento, perdas passivas e perdas saturáveis nas características desse regime. A determinação teórica destas características, inclusive da duração esperada dos pulsos, constituiu um resultado original e de temática atual.

Deve-se observar que o modelamento utilizado para o regime de acoplamento de modos tem limitações quanto à descrição de sistemas reais. Ao longo deste tratamento analítico, foi suposto que a *ação espectral do meio de ganho* (de largura de banda  $\Delta\omega_g$ ), a *dispersão da velocidade de grupo*, e a *ação do mecanismo de absorção saturável*, produzem apenas pequenas mudanças no envelope do campo elétrico, por passo. Essa restrição não é, entretanto, muito severa, pois, de acordo com Haus et.al. (em um trabalho recente),<sup>110</sup> uma mudança de 20% leva a um erro da ordem de apenas 4% na análise, o que é aceitável. Além disso, se as mudanças são maiores, como no caso de alguns sistemas de acoplamento de modos, o principal efeito é que a ordem dos elementos afeta o resultado do cálculo (como por exemplo, na estimativa de larguras de pulso). Uma teoria que leva em consideração grandes mudanças por passo encontra efeitos tais como a transição para o caos, o que não é de interesse se soluções estáveis de acoplamento de modos são desejadas. A teoria simplificada utilizada não contém tais efeitos, mas, ainda assim, serve como um guia para o comportamento qualitativo, mesmo se a consideração de pequenas mudanças por passo não é totalmente satisfeita.

Um outro trabalho experimental realizado foi a desenvolvimento de um laser de Nd:YLF bombeado longitudinalmente por um laser de semiconductor, o que permitiu o estudo prático das dificuldades relativas à utilização dessa nova tecnologia, e de seus benefícios. O laser desenvolvido apresentou uma operação bastante eficiente no regime c.w., comparável aos melhores resultados reportados na literatura.

Estudamos também o regime KLM no laser de Nd:YLF. Uma das proposições iniciais foi o desenvolvimento de novas geometrias de ressonadores e a utilização de novos meios não-lineares para este fim. Entretanto, resolveu-se utilizar uma configuração padrão, bastante divulgada na literatura, devido a atender às nossas necessidades e expectativas, e também para poder situar e comparar os nossos resultados experimentais com os já reportados.

Durante o experimento do regime KLM com modulação ativa, obteve-se um excelente resultado na geração de pulsos ultracurtos em lasers de Nd, que foi a obtenção de pulsos de 6 ps de largura temporal, em um regime estável por várias horas. A análise deste experimento permitiu a constatação de que o regime obtido não corresponde a KLM puro, mas sim, a um regime KLM auxiliado por um alargamento espectral inomogêneo devido ao *hole-burning* longitudinal. Assim, pudemos experimentalmente constatar que, ao lado da eficiência da técnica KLM, as altas taxas de bombeamento e o efeito de SHB, geralmente encontrados em lasers sob bombeamento longitudinal, realmente contribuem para a geração de pulsos com largura temporal próxima do limite imposto pelo meio de ganho.

Finalmente, pudemos verificar experimentalmente a importância do controle da dispersão e do ganho líquido do sistema para a auto-iniciação do regime *KLM-SHB* observado (regime KLM com contribuição de SHB).

---

Este trabalho foi auxiliado financeiramente pela FAPESP, Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, no processo de auxílio à pesquisa 93/4999-7 e na bolsa de Doutorado outorgada ao autor, processo 91/3968-5.

## 6. Referências

- <sup>1</sup> C.Spielmann, P.F.Curley, T.Brabec and F.Krausz, "Ultrabroadband femtosecond lasers", *IEEE J.Quantum Electron.*, vol. **30**, p.1100 (1994)
- <sup>2</sup> F.Krausz, M.E.Fermann, T.Brabec, P.F.Curley, M.Hofer, M.H.Ober, C.Spielmann, E.Wintner and A.J.Schmidt, "Femtosecond solid-state lasers", *IEEE J.Quantum Electron.*, vol. **28**, p.2097 (1992)
- <sup>3</sup> U.Keller, "Ultrafast all-solid-state laser technology", *Appl.Phys.B*, vol. **58**, p.347 (1994)
- <sup>4</sup> W.Koechner, "*Solid State Laser Engineering*", (1988) Springer-Verlag, N.Y.
- <sup>5</sup> A.M.Johnson and W.M.Simpson, "Continuous-wave mode-locked Nd:YAG-pumped subpicosecond dye lasers", *Opt. Lett.*, vol. **8**, p.554 (1983)
- <sup>6</sup> L.F.Mollenauer, and D.M.Bloom, "Color-center laser generates picosecond pulses and several watts cw over the 1.24-1.45 $\mu$ m range", *Opt. Lett.*, vol. **4**, p.247 (1979)
- <sup>7</sup> L.F.Mollenauer, N.D.Vieira and L.Szeto, "Mode-locking by synchronous pumping using a gain medium with picosecond decay times", *Opt. Lett.*, vol. **7**, p.414 (1982)
- <sup>8</sup> L.G.Cohen and L.Chinlon, "A universal fiber-optic (UFO) measurement system based on a near-IR fiber Raman laser", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **14**, p.855 (1978)
- <sup>9</sup> S.L.Shapiro, ed., "*Ultrashort Light Pulses - Picosecond Techniques and Applications*", (1977) Springer-Verlag, N.Y.
- <sup>10</sup> W.Kaiser, ed., "*Ultrashort Laser Pulses and Applications*", (1988) Springer-Verlag, N.Y.
- <sup>11</sup> L.Tarasov, "*Laser Physics and Applications*", (1986) Mir Publishers Moscow
- <sup>12</sup> L.F.Mollenauer and R.H.Stolen, "Solitons in optical fibers", *Fiberoptic Technology*, April (1982)
- <sup>13</sup> P.Bado, M.Bouvier and J.S.Coe, "Nd:YLF mode-locked oscillator and regenerative amplifier", *Opt. Lett.*, vol.**12**, p.319 (1987)
- <sup>14</sup> L.M.Osterink and J.D.Foster, "A mode-locked Nd:YAG laser", *J. Appl. Phys.*, vol.**39**, p.4163 (1968)
- <sup>15</sup> D.J.Kuizenga and A.E.Siegman, "FM and AM mode locking of the homogeneous laser", *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.**6**, p. 694 (1970)
- <sup>16</sup> V.Kabelka, et al, "Generation of light pulses of 40-ps duration in a YAG:Nd laser with active mode locking", *Kvantovaya Elektron. (Moscow)*, vol.**17**, p.228 (1990)
- <sup>17</sup> H.Vanherzeele, "Optimization of a cw mode-locked frequency doubled Nd:LiYF<sub>4</sub> laser", *Appl. Opt.*, vol.**27**, p.3608 (1988)
- <sup>18</sup> T.Juhasz, S.T.Lai and M.A.Pessot, "Efficient short-pulse generation from a diode-pumped Nd:YLF laser with a piezoelectrically induced diffraction modulator", *Optics Lett.*, vol.**15**, p.1458 (1990)

- <sup>19</sup> L.V.Tarasov, "Laser Physics", (1983) Mir Publishers Moscow
- <sup>20</sup> H.W.Mocker and R.J.Collins, "Mode competition and self-locking effects in a Q-switched ruby laser", *Appl. Phys. Lett.*, vol.7, p.270 (1965)
- <sup>21</sup> A.J.DeMaria, D.A.Stetser and H.Heyman, "Self mode-locking of lasers with saturable absorbers", *Appl. Phys. Lett.*, vol.8, p.174 (1966)
- <sup>22</sup> J.A.Valdmanis, R.L.Fork and J.P.Gordon, "Generation of optical pulses as short as 27 femtoseconds directly from a laser balancing self phase modulation, group velocity dispersion, saturable absorption and saturable gain", *Opt. Lett.*, vol.10, p.131 (1985)
- <sup>23</sup> R.L.Fork, C.H.Brito Cruz, P.C.Becker and C.V.Shank, "Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation", *Opt. Lett.*, vol.12, p.483 (1987)
- <sup>24</sup> Kornienko et al, "Mode locking in a cw YAG:Nd<sup>3+</sup> laser by a saturable absorber", *Sov. J.Quantum Electron.*, vol.13, p.943 (1983)
- <sup>25</sup> Kornienko et al, "Mode locking in a cw solid state laser by a filter containing F<sub>2</sub><sup>-</sup> centers", *Sov. J.Quantum Electron.*, vol.15, p.1566 (1985)
- <sup>26</sup> G.H.C.New, "Mode-locking of a quasi-continuous laser", *Opt. Commun.*, vol.6, p.188 (1972)
- <sup>27</sup> G.H.C.New, "Pulse evolution in mode-locked quasi-continuous lasers", *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.10, p.115 (1974)
- <sup>28</sup> H.A.Haus, "Theory of mode locking with a slow saturable absorber", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.11, p.736 (1975)
- <sup>29</sup> H.A.Haus, "Theory of mode locking with a fast saturable absorber", *J. Appl. Phys.*, vol.46, p.3049 (1975)
- <sup>30</sup> H.A.Haus, "Parameter ranges for CW passive mode locking", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.12, p.169 (1976)
- <sup>31</sup> L.F.Mollenauer and R.H.Stolen, "The soliton laser", *Opt. Lett.*, vol.9, p.13 (1984)
- <sup>32</sup> K.J.Blow and D.Wood, "Mode-locked lasers with nonlinear external cavities", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol.5, p.629 (1988)
- <sup>33</sup> J.Mark, L.Y.Liu, H.A.Haus and E.P.Ippen, "Femtosecond pulse generation in a laser with a nonlinear external resonator", *Opt. Lett.*, vol.14, p.48 (1989)
- <sup>34</sup> E.P.Ippen, H.A.Haus and L.Y.Liu, "Additive pulse mode locking", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol.6, p.1736 (1989)
- <sup>35</sup> U.Keller, W.H.Knox and H.Roskos, "Coupled-cavity resonant passive mode-locked Ti:sapphire laser", *Opt. Lett.*, vol.15, p.1377 (1990)
- <sup>36</sup> J.Goodberlet, J.Wang and J.G.Fujimoto, "Starting dynamics of additive-pulse mode locking in the Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> laser", *Opt. Lett.*, vol.15, p.1300 (1990)

- <sup>37</sup> G.P.A.Malcom, P.F.Curley and A.I.Ferguson, "Additive-pulse mode locking of a diode-pumped Nd:YLF laser", *Optics Lett.*, vol.15, p.1303 (1990)
- <sup>38</sup> P.M.W.French, S.M.J.Kelly and J.R.Taylor, "Mode locking of a continuous-wave titanium-doped sapphire laser using a linear external cavity", *Optics Lett.*, vol.15, p.378 (1990)
- <sup>39</sup> D.E.Spence, P.N.Kean and W.Sibbett, "60-fs pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser", *Opt. Lett.*, vol.16, p.42 (1991)
- <sup>40</sup> A.J.Duerinckx, H.A.Vanherzeele, J.L.van Eck and A.E.Siegman, "Pulse compression inside an actively AM mode-locked Nd:YAG laser using a liquid Kerr cell", *IEEE J.Quantum Electr.*, vol.14, p.983 (1978)
- <sup>41</sup> H.A.Haus and Y.Silberberg, "Laser mode locking with addition of nonlinear index", *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.22, p.325 (1986)
- <sup>42</sup> J.Chung and A.E.Siegman, "Optical-Kerr-enhanced mode locking of a lamp-pumped Nd:YAG laser", *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.31, p.582 (1995)
- <sup>43</sup> T.Brabec, C.Spielmann, P.E.Curley and F.Krausz, "Kerr Lens Mode Locking", *Opt. Lett.*, vol.17, p.1292 (1992)
- <sup>44</sup> A.Stingl, C.Spielmann, F. Krausz and R.Szipöcs, "Generation of 11-fs pulses from a Ti:sapphire laser without the use of prisms", *Opt. Lett.*, vol.19, p.204 (1994)
- <sup>45</sup> M.Ramaswamy, A.S.Gouveia-Neto, D.K.Negus, J.A.Izatt and J.G.Fujimoto, "2.3-ps pulses from a Kerr-lens mode-locked lamp-pumped Nd:YLF laser with a microdot mirror", *Opt. Lett.*, vol.18, p.1825 (1993)
- <sup>46</sup> J.R.Lincoln and A.I.Ferguson, "All-solid-state self-mode locking of a Nd:YLF laser", *Opt. Lett.*, vol.19, p.2119 (1994)
- <sup>47</sup> C.J.Flood, D.R.Walker and H.M. van Driel, "Effect of spatial hole burning in a mode-locked diode end-pumped Nd:YAG laser", *Opt. Lett.*, vol.20, p.58 (1995)
- <sup>48</sup> 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).
- <sup>49</sup> A.L.Harmer, A.Linz and D.R.Gabbe, "Fluorescence of Nd<sup>3+</sup> in lithium yttrium fluoride"; *J.Phys.Chem.Solids*, vol.30, p.1483 (1969)
- <sup>50</sup> O.Svelto, "*Principles of Lasers*", (1989) Plenum Press, N.Y.
- <sup>51</sup> H.W.Koegelnik, "Imaging of optical modes - resonators with internal lenses", *Bell Syst.Tech.J.*, vol.44, p.455 (1965)
- <sup>52</sup> G.R.Fowles, "*Introduction to Modern Optics*", (1975) Holt, Rinehart and Winston, Inc., N.Y.
- <sup>53</sup> 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)

- <sup>54</sup> 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)
- <sup>55</sup> A.Yariv, "*Quantum Electronics*", (1989) Wiley, N.Y.
- <sup>56</sup> A.Yariv, "*Optical Electronics*", (1991) Holt,Rinehart and Winston Inc., N.Y.
- <sup>57</sup> N.D.Vieira Jr. and L.F.Mollenauer, "Single-frequency, single-knob tuning of a cw color center laser", *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.21, p.195 (1985)
- <sup>58</sup> L.Turi, Cs.Kuti and F.Krausz, "Piezoelectrically induced diffraction modulation of light": *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.26, p.1234 (1990)
- <sup>59</sup> Z.A.Yaza, "Theory of synchronously pumped dye lasers", *Appl.Phys.B*, vol.30, p.135 (1983)
- <sup>60</sup> E.P.Ippen, "Principles of passive mode locking", *Appl.Phys.B*, vol.58, p.159 (1994)
- <sup>61</sup> M.Lai e J.-C.Diels, "Complete diagnostic of ultrashort pulses without nonlinear process", *Opt.Comm.*, vol.88, p.319 (1992)
- <sup>62</sup> J.-P.Foing, J.-P.Likforman, M.Joffre e A.Migus, "Femtosecond pulse phase measurement by spectrally resolved up-conversion: application to continuum compression", *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.28, p.2285 (1992)
- <sup>63</sup> R.Trebino e D.J.Kane, "Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating", *J.Opt.Soc.Amer.A*, vol.10, p.1101 (1993)
- <sup>64</sup> J.Paye, "How to measure the amplitude and phase of an ultrashort light pulse with an autocorrelator and a spectrometer", *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.30, p.2693 (1994)
- <sup>65</sup> L.Brillouin, "Diffusion de la Lumière et des Rayons X par in Corps Transparent Homogène", *Ann. Phys. (Paris)*, 9th ser., vol.17, p.88, (1922)
- <sup>66</sup> P.Debye e F.W.Sears, "On the Scattering of Light by Supersonic Waves", *Proc.Nat. Academy of Science (USA)*, vol.18, p.409, (1932)
- <sup>67</sup> J.C.Slater, "Interaction of Waves in Crystals", *Rev. Mod. Phys.*, vol.30, p.197, (1958)
- <sup>68</sup> A.Korpel, "Acousto-Optics", in *Applied Optics and Optical Engineering*, R.Kingslake, Ed., vol.VI, p.89, Academic Press (1980)
- <sup>69</sup> E.I.Gordon, "A Review of Acoustooptical Deflection and Modulation Devices", *Proc.IEEE*, vol.54, (1966)
- <sup>70</sup> C.V.Raman e N.S.N.Nath, "The Diffraction of Light By High Frequency Sound Waves", *Proc. Indian Acad. Sci.*, 2A, p.406 (1935), 3A, p.75 (1936), 4A, p.222 (1937)
- <sup>71</sup> M.Born e E.Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press Inc., N.Y. (1959)
- <sup>72</sup> R.Adler, "Interaction between light and sound" : *IEEE Spectrum*, (1967), p.42
- <sup>73</sup> N.Uchida e N.Niizeki, "Acoustooptic deflection materials and techniques", *Proc.IEEE*, vol.61, p.1073 (1973)

- <sup>74</sup> Y.R.Shen, *"The principles of nonlinear optics"*, John Wiley & Sons, Inc. (1984)
- <sup>75</sup> N.W.Ashcroft e N.D.Mermin, *"Solid State Physics"*, Saunders College, Philadelphia, (1976)
- <sup>76</sup> E.L.Kerr, "Filamentary tracks formed in transparent optical glass by laser beam self-focusing. II. Theoretical analysis", *Phys.Rev.A*, vol.4, p.1195 (1971), "...III. Filament formation", vol.6, p.1162 (1972)
- <sup>77</sup> J.H.Marburger, *Progress in quantum electronics*, vol.4, ed. J.H.Sanders e S.Stenholm, Pergamon, Oxford (1977)
- <sup>78</sup> M.Desaix, D.Anderson e M.Lisak, "Variational approach to collapse of optical pulses", *J.Opt.Soc.Am.B*, vol.8, p.2082 (1991)
- <sup>79</sup> V.Magni, G.Cerullo and S.De Silvestri, "ABCD matrix analysis of propagation of gaussian beams through Kerr media", *Opt.Comm.*, vol.96, p.348 (1993)
- <sup>80</sup> N.Bloemberger e P.Lallemand, "Complex intensity-dependent index of refraction, frequency broadening as stimulated Raman lines, and stimulated Rayleigh scattering", *Phys.Rev.Lett.*, vol.16, p.81 (1966)
- <sup>81</sup> R.G.Brewer, "Frequency shifts in self-focused light", *Phys.Rev.Lett.*, vol.19, p.8 (1967)
- <sup>82</sup> S.De Silvestri, P.Laporta e O.Svelto, "The role of cavity dispersion in cw mode-locked lasers", *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.20, p.533 (1984)
- <sup>83</sup> O.E.Martinez, R.L.Fork, J.P.Gordon, "Theory of passively mode-locked lasers for the case of a nonlinear complex-propagation coefficient", *J.Opt.Soc.Am.B*, vol.2, p.753 (1985)
- <sup>84</sup> O.E.Martinez, R.L.Fork, J.P.Gordon, "Theory of passively mode-locked lasers including self-phase modulation and group-velocity dispersion", *Opt.Lett.*, vol.9, p.156 (1984)
- <sup>85</sup> H.A.Haus, J.G.Fujimoto, E.P.Ippen, "Structures for additive pulse mode locking", *J.Opt.Soc.Am.B*, vol.8, p.2068 (1991)
- <sup>86</sup> J.Chung e A.E.Siegman, "Optical-Kerr-enhanced mode locking of a lamp-pumped Nd:YAG laser", *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.31, p.582 (1995)
- <sup>87</sup> U.Keller, W.H.Knox e G.W.'tHooft, "Ultrafast solid-state mode-locked lasers using resonant nonlinearities", *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.28, p.2123 (1992)
- <sup>88</sup> U.Keller, D.A.B.Miller, G.D.Boyd, T.H.Chiu, J.E.Ferguson e M.T.Asom, "Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry-Perot saturable absorber", *Opt.Lett.*, vol.17, p.505 (1992)
- <sup>89</sup> K.A.Stankov, "A mirror with an intensity-dependent reflection coefficient", *Appl.Phys B*, vol.45, p.191 (1988)
- <sup>90</sup> K.A.Stankov, "Pulse shortening by a nonlinear mirror mode locker", *Appl.Opt.*, vol.28, p.942 (1989)

- <sup>91</sup> K.A.Stankov, "25 ps pulses from a Nd:YAG laser mode locked by a frequency doubling  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> crystal", *Appl.Phys.Lett.*, vol.**58**, p.2203 (1991)
- <sup>92</sup> M.B.Danailov, G.Cerullo, V.Magni, D.Segala e S.De Silvestri, "Nonlinear mirror mode locking of a Nd:YLF laser", *Opt.Lett.*, vol.**19**, p.792 (1994)
- <sup>93</sup> G.Cerullo, M.B.Danailov, S.De Silvestri, P.Laporta, V.Magni, D.Segala e S.Taccheo, "A diode-pumped nonlinear mirror mode-locked Nd:YAG laser", *Appl.Phys.Lett.*, vol.**65**, p.2392 (1994)
- <sup>94</sup> E.P.Ippen, H.A.Haus e L.Y.Liu, "Additive pulse mode locking", *J.Opt.Soc.Am.B*, vol.**6**, p.1736 (1989)
- <sup>95</sup> C.J.Chen, P.K.A.Wai e C.R.Menyuk, "Soliton fiber ring laser", *Opt.Lett.*, vol.**17**, p.417 (1992)
- <sup>96</sup> M.Hofer, M.H.Ober, F.Haberl e M.E.Fermann, "Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers", *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.**28**, p.720 (1992)
- <sup>97</sup> H.A.Haus, E.P.Ippen e K.Tamura, "Additive-pulse modelocking in fiber lasers", *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.**30**, p.200 (1994)
- <sup>98</sup> S.A.Akhamanov, R.V.Khokhlov e A.P.Sukhorukov, "Self-focusing, self-defocusing and self-modulation of laser beams", em *Laser Handbook*, F.T.Arecchi e E.O.Schulz-Dubois, ed., North-Holland, Amsterdam (1972)
- <sup>99</sup> J.H.Marburger, "Self-focusing: theory", em *Progress in Quantum Electronics*, vol.**4**, p.35, J.H.Sanders e S.Stenholm, ed., Pergamon, Oxford (1977)
- <sup>100</sup> Y.R.Shen, "Self-focusing: experimental", em *Progress in Quantum Electronics*, vol.**4**, p.1, J.H.Sanders e S.Stenholm, ed., Pergamon, Oxford (1977)
- <sup>101</sup> M.Sheik-bahae, A.A.Said, D.J.Hagan, M.J.Soileau e E.W.Van Stryland, "Nonlinear refraction and optical limiting in thick media", *Opt.Eng.*, vol.**30**, p.1228 (1991)
- <sup>102</sup> M.Desaix, D.Anderson e M.Lisak, "Variational approach to collapse of optical pulses", *J.Opt.Soc.Am.B*, vol.**8**, p.2082 (1991)
- <sup>103</sup> V.Magni, G.Cerullo e S.De Silvestri, "Closed form gaussian beam analysis of resonators containing a Kerr medium for femtosecond lasers", *Opt.Comm.*, vol.**101**, p.365 (1993)
- <sup>104</sup> R.E.Bridges, R.W.Boyd e G.P.Agrawal, "Effect of beam ellipticity on self-mode locking in lasers", *Opt.Lett.*, vol.**18**, p.2026 (1993)
- <sup>105</sup> C.R.Giuliano, J.H.Marburger e A.Yariv, "Enhancement of self-focusing threshold in sapphire with elliptical beams", *Appl.Phys.Lett.*, vol.**21**, p.58 (1972)
- <sup>106</sup> V.Magni, G.Cerullo e S.De Silvestri, "Astigmatism in Gaussian-beam self-focusing and in resonators for Kerr-lens mode locking", *J.Opt.Soc.Am.B*, vol.**12**, p.476 (1995)
- <sup>107</sup> K.X.Liu, C.J.Flood, D.R.Walker e H.M.van Driel, "Kerr lens mode locking of a diode-pumped Nd:YAG laser", *Opt.Lett.*, vol.**17**, p.1361 (1992)

- <sup>108</sup> G.P.A.Malcolm e A.I.Ferguson, "Self-mode locking of a diode-pumped Nd:YLF laser", *Opt.Lett.*, vol.16, p.1967 (1991)
- <sup>109</sup> J.M.Khosrofian, B.A.Garetz, "Measurement of a Gaussian Laser Beam Diameter Through the Direct Inversion of Knife-Edge Data", *Appl.Opt.*, vol. 22, p.3406 (1983)
- <sup>110</sup> H.A.Haus, J.G.Fujimoto e E.Ippen, "Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode locking", *IEEE.J.Quantum Electron.*, vol.28, p.2086 (1992)
- <sup>111</sup> F.Krausz, T.Brabec e Ch.Spielman, "Self-starting passive mode locking", *Opt.Lett.*, vol.16, p.235 (1991)
- <sup>112</sup> H.A.Haus e E.P.Ippen, "Self-starting of passively mode-locked lasers", *Opt.Lett.*, vol.16, p.1331 (1991)
- <sup>113</sup> F.Krausz e T.Brabec, "Passive mode locking in standing-wave resonators", *Opt.Lett.*, vol.18, p.888 (1993)
- <sup>114</sup> K.Tamura, J.M.Jacobson, E.P.Ippen, H.A.Haus e J.G.Fujimoto, "Unidirectional ring resonators for self-starting passively mode-locked lasers", *Opt.Lett.*, vol.18, p.220 (1993)
- <sup>115</sup> T.Y.Fan and R.L.Byer, "Modeling and CW Operation of a Quasi-Three-Level 946 nm Nd:YAG Laser", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.23, p.605 (1987)
- <sup>116</sup> W.P.Risk, "Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses", *J.Opt.Soc.Amer.B*, vol.5, p.1412 (1988)
- <sup>117</sup> T.Y.Fan and R.L.Byer, "Diode laser pumped solid state lasers", *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.24, p.895 (1988)
- <sup>118</sup> A.J.Alfrey, "Modeling of Longitudinally Pumped CW Ti:Sapphire Laser Oscillators", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.25, p.760 (1989)
- <sup>119</sup> J.C.Walling, "Tunable Paramagnetic-Ion Solid-State Lasers", in *Tunable Lasers*, L.F.Mollenauer e J.C.White, Ed., Springer-Verlag Berlin (1987)
- <sup>120</sup> P.F.Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>", *J.Opt.Soc.Am.B*, vol.3, p.125 (1986)
- <sup>121</sup> L.F.Mollenauer, "Color Center Lasers", in *Laser Handbook*, vol.4, North-Holland Physics Publishing Amsterdam (1985)
- <sup>122</sup> S.A.Payne et al., "Laser performance of LiSrAlF<sub>6</sub>:Cr<sup>3+</sup>", *J.Appl.Phys.*, vol.66, p.1051 (1989)
- <sup>123</sup> S.A.Payne et al., "Optical spectroscopy of the new laser materials, LiSrAlF<sub>6</sub>:Cr<sup>3+</sup> and LiCaAlF<sub>6</sub>:Cr<sup>3+</sup>", *Journal of Luminescence*, vol.44, p.167 (1989)
- <sup>124</sup> R.Scheps, "Cr-doped solid state lasers pumped by visible laser diodes", *Opt. Materials*, vol.1, p.1 (1992)

- <sup>125</sup> N.Mermilliod, R.Romero, I.Chartier, C.Garapon and R.Moncorgé, "Performance of Various Diode-Pumped Nd: Laser Materials: Influence of Inhomogeneous Broadening"; *IEEE.J.Quantum Electron.*, vol.**28**, p.1179 (1992)
- <sup>126</sup> E.P.Maldonado, I.M.Ranieri, N.D.Vieira Jr. and S.P.Morato, "High efficiency, argon laser pumped, Nd:YLF laser system", *Appl.Opt.*, vol.**34**, p.4295 (1995)
- <sup>127</sup> E.P.Maldonado, G.E.C.Nogueira and N.D.Vieira Jr., "Determination of the fundamental laser parameters using an acoustooptical device"; *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.**29**, p.1218 (1993)
- <sup>128</sup> E.P.Maldonado and N.D.Vieira Jr., "Optimization of the active medium length in longitudinally pumped c.w. lasers", *J.Opt.Soc.Am.B*, vol.**12**, p.2482 (1995)
- <sup>129</sup> R.A.Netto, "Desenvolvimento de um laser de estado sólido de Nd:YLF", Dissertação de Mestrado - IPEN (1984)
- <sup>130</sup> S.Kishida, K.Washio, S.Yoshikawa and Y.Kato, "cw oscillation in Nd:phosphate glass laser", *Appl.Phys.Lett.*, vol.**34**, p.273 (1979)
- <sup>131</sup> S.A.Strobel, Ping-Tong Ho, C.H.Lee and G.L.Burdge, "Continuous wave mode-locked neodymium:phosphate glass laser", *Appl.Phys.Lett.*, vol.**45**, p.1171 (1984)
- <sup>132</sup> N.D.Vieira Jr., I.M.Ranieri, W.de Rossi, G.E.C.Nogueira, S.L.Baldochi, L.Gomes, M.M.F.Vieira, D.G.Leme, J.R.Berretta, A.M.do Espírito Santo, F.E.da Costa, D.M.Zezell, E.P.Maldonado, N.U.Wetter e S.P.Morato, "Lasers de matrizes sólidas dopadas com terras raras", *Anais do XVII Simpósio Anual da Academia de Ciências do Estado de São Paulo - vol.1, Química dos lantanídeos e actinídeos*, coord.: G.Vicentini e L.B.Zinner, publicação ACIESP nº 89 (1994)
- <sup>133</sup> L.W.Casperson, "Laser power calculations: sources of error", *Appl.Opt.*, vol.**19**, p.422 (1980)
- <sup>134</sup> E.P.Maldonado and N.D.Vieira Jr., "A simple method to determine the effective stimulated emission cross-section of laser media", *Optics Communication.*, vol.**117**, p.102 (1995)
- <sup>135</sup> E.P.Maldonado, G.E.C.Nogueira e N.D.Vieira Jr., "Desenvolvimento de dispositivos acusto-ópticos aplicados ao controle temporal da potência de lasers", *Rev.Física Aplic.e Instr. (Soc.Bras.Física)*, vol.**8**, p.93 (1993).
- <sup>136</sup> N.U.Wetter, *comunicação privada*.