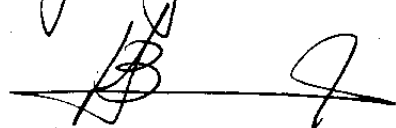


Este exemplar corresponde à redação final da tese defendida pela aluna Glória Jacobovitz e aprovada pela comissão julgadora.

 5/NOV/85

GERAÇÃO DE PULSOS LASER COM DURAÇÃO DE FEMTOSEGUNDOS

por

Glória Regina Jacobovitz

Orientador: Dr. Carlos Henrique de Brito Cruz

Trabalho apresentado como
parte dos requisitos para a
obtenção do título de Mes-
tre em Ciências no IFGW-
UNICAMP

Campinas, 1985.

Banca examinadora:

Dr. Carlos Henrique de Brito Cruz -IFGW- orientador

Dr. Alvin Kiel- IFGW

Dr. Jarbas Calado de Castro- IFQSC-USP

Dr. Edgardo Gerck- Lasertech

Dr. Hugo Luis Fragnito- IFGW

A meus pais ,por me deixarem ser quem eu sou.

A meus irmãos, pela ausência eternamente presente.

A David, Isio e Brito ; meus maiores exemplos de obstinação, lealdade e respeito pelas próprias idéias.

A Anderson, pelo gostar de você.

AGRADECIMENTO

Ao Brito, pelo apoio, incentivo, dedicação, interesse, compreensão; o muito, muito mais, sem as quais esta tese não seria possível.

Ao Scarparo pela oportunidade de realizar este trabalho.

Ao Ramakant, pelo apoio inicial.

Ao Rubens, pela ajuda fundamental na parte teórica, discussões, troca de idéias e cafezinhos...

À Valéria, pelas discussões, troca de idéias, e pela ajuda exaustiva na confecção da tese.

Aos "datilógrafos especializados", Anderson, Valéria, Franklin e Roso, pela dedicação ao trabalho...

Aos técnicos, Celso, Zé Aparecido, Douglas, Rinaldo, Waldemar; e funcionários, em especial o Jorge, pela ajudinha aqui e ali...

As secretárias, Simone, Melita, Miroko, Estela, Maria Inez e Maria Luiza pelas "quebradas do galho".

Ao Vasco do desenho pela entrega "ultra-rápida".

A Telminha e Silvânia, e em especial à Suzana, pelas ajudas e conversas instrutivas.

Ao Anderson pela ajuda exaustiva, dedicação, paciência, críticas e cumplicidade.

Aos amigos e companheiros, Batcho, Ricardo, Valéria, Nani, Tadou, Zig, Paulinho, Pedro, Cristina, Alba e em especial a Rosc, por tudo que fizemos e um dia faremos...

A Sonia, pelo apoio integral.

Ao pessoal da sala 113, em especial à Valéria e ao Daniel, pelo tanto que nos divertimos.

A CAPES e FINEP por financiar este trabalho.

ÍNDICE

1. Introdução.....	1
2. Geração de pulsos ultracurtos.....	5
a. Acoplamento de modos.....	5
b. Acoplamento passivo.....	10
b.1. Interação da radiação com o absorvedor saturavel.....	11
b.2. Mecanismo de compressão.....	14
c. Laser com pulsos contrapropagantes.....	18
d. Modelo teórico do laser CPM.....	21
d.1. Região de estabilidade.....	29
d.2. Geometria da cavidade.....	32
e. Efeito da dispersão e varredura de frequência..	35
e.1. Varredura de frequência.....	35
e.2. Dispersão.....	37
e.3. Automodulação de fase.....	44
3. Características de construção e funcionamento do laser de corante em regime de pulsos contrapropagantes (CPM).....	47
a. Descrição do laser.....	47
a.1. Construção.....	47
a.2. Alinhamento.....	50
a.3. Corantes.....	54
a.4. Medição dos pulsos.....	56
b. Resultados.....	63

b.1. Região de estabilidade.....	63
b.2. Histerese.....	69
b.3. Geometria da cavidade.....	71
b.4. Emissão simultânea em dois comprimentos de onda.....	75
b.5. Saturação da inversão no bombeio.....	77
b.6. Potência de saída e de bombeio.....	83
b.7. Efeitos na duração do pulso.....	85
b.7.1. Posição do jato em relação ao foco.	86
b.7.2. Concentração de DODCl.....	88
b.7.3. Potência de bombeio.....	88
4. Análise do resultado: compressão do pulso pelo balanceamento da dispersão na cavidade.....	93
a. Automodulação de fase.....	93
b. Propagação em meio dispersivo.....	95
c. Balanceamento da dispersão.....	98
5. Conclusão.....	112
6. Referências.....	115

FIGURAS

Figura 1 - A evolução da compressão do pulso ao longo dos anos. Os números indicam as referências onde estes resultados foram publicados /26/.

Figura 2 - Simulação da estrutura do sinal de um laser sem acoplamento de modos no domínio da frequência (à esquerda) e no domínio do tempo (à direita) /15/.

Figura 3 - Sinal de um laser com acoplamento de modos. As intensidades dos modos têm uma distribuição gaussiana e as fases no domínio da frequência são identicamente nulas. No domínio do tempo o sinal é um pulso gaussiano limitado por transformada /15/.

Figura 4 - Sistema de dois níveis usado como aproximação para modelar a interação da radiação de intensidade I com o absorvedor saturável.

Figura 5 - Variação temporal das grandezas acopladas. Em (a) a intensidade do pulso, em (b) o coeficiente de ganho apresentado pelo meio ativo, em (c) o coeficiente de ganho de absorção apresentado pelo absorvedor saturável e em (d) o ganho líquido do laser /36/.

Figura 6 - Cavidade em anel usada para acoplamento passivo de modos no laser de corante. As dimensões estão em cm/36/.

Figura 7 - (a) Esquema da cavidade em anel onde o meio laser e o absorvedor são separados pela distância x . (b) Variação temporal da inversão acumulada na Rodamina/36/.

Figura 8 - Esquema do laser em anel com o amplificador A, o absorvedor saturável B, o elemento limitador de banda efetivo C e o espelho de acoplamento D. A são as amplitudes dos pulsos contrapropagantes /18/.

Figura 9 - Região de estabilidade do regime de CPM no plano α_0, K_0 ($U/T_{21}^0 = 0,8$; $m=4$; $\alpha_0=0,05$) /18/.

Figura 10 - Dependência da duração do pulso normalizada à w e energia do pulso $\mathcal{E}$ com absorção de pequeno sinal k_0 . A linha pontilhada demarca a região de estabilidade. Note que neste caso o contorno inferior está abaixo do limiar ($m=5$; $U/T_{21}^0 = 0,8$; $\gamma = 0,01$; $\alpha_0 = 0,25$) /18/.

Figura 11 - Dependência da duração do pulso, normalizada à w , com o ganho de pequeno sinal k para diferentes valores de m . A curva pontilhada demarca a região de estabilidade /12/.

Figura 12 - Duração do pulso, normalizada à Δw_1 , e energia do pulso em função do ganho de pequeno sinal mantendo γ e g_0 fixos ($m=5$; $U/T_{21}^{\wedge}=0,8$; $\gamma=0,01$; $g_0=0,04$) /12/.

Figura 13 - Dependência da razão entre as energias dos pulsos contrapropagantes $|\xi| = \epsilon_1/\epsilon_2$ com o tempo de trânsito entre o absorvedor e o amplificador para diferentes valores do ganho de pequeno sinal (1) $\alpha_0=0,3$; (2) $\alpha_0=0,27$; (3) $\alpha_0=0,26$ ($m=4$; $U/T_{21}^{\wedge}=0,8$; $k_0=0,2$; $\gamma=0,05$) /12/.

Figura 14 - Região de funcionamento estável do laser no plano concentração do absorvedor x potência de bombeio mostrando a diminuição da zona de estabilidade quando se passa de $x=0,25.L$ (a) para $x=0,18.L$ (b) /12/.

Figura 15 - Dispersão anômala versus comprimento de onda para Rodamina 6G, DODCI e seu fotoisômero. As três

curvas foram obtidas usando os seguintes valores: 1) Rodamina 6G: $\omega_0 = 3,3 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ($\lambda = 567 \text{ nm}$), $\Delta\omega_0 = 0,24 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ($\lambda = 41 \text{ nm}$) e $\alpha_0 L = -1$. 2) DODCI: $\omega_0 = 3,2 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ($\lambda = 588 \text{ nm}$), $\Delta\omega_0 = 0,22 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ($\lambda = 41 \text{ nm}$), $\alpha_0 L = 0,4$. 3) Fotolssômero: $\omega_0 = 3 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ($\lambda = 6620 \text{ nm}$), $\Delta\omega_0 = 0,18 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ($\lambda = 38 \text{ nm}$) e $\alpha_0 L = 0,4$ /28/.

Figura 16 - Segunda derivada ϕ'' do desvio na fase versus w/w_0 . O espelho é feito de 23 camadas de alto ($n_a = 2,28$) e baixo ($n_b = 1,45$) índice de refração, todos com espessura óptica de $\lambda_0/4$ ($w_0 \lambda_0 = 2 \text{ c}$) /28/.

Figura 17 - Comportamento da potência de limiar em relação ao envelhecimento do corante.

Figura 18 - Sistema para obtenção da função de autocorrelação por geração de segundo harmônico no cristal SHG.

Figura 19 - Traço de autocorrelação obtido para o pulso de saída correspondente a uma integração sobre $\sim 10^7$ pulsos. A largura do pulso, assumindo que sua forma seja a de uma secante hiperbólica, é $t = 47 \text{ fs}$.

Figura 20 - Sistema para obtenção da função de autocorrelação por geração de segundo harmônico no cristal de KDP.

Figura 21 - Diagrama de estabilidade para o laser CPM. O círculo aberto corresponde ao limiar de oscilação, o quadrado à transição do regime CPM para o unidirecional, o círculo cheio à transição do regime unidirecional para o contínuo e o triângulo mostra o ponto onde a oscilação no regime unidirecional recomeça ao diminuirmos a potência de bombeio. Esta região entre o triângulo e o círculo cheio é biestável.

Figura 22 - Diagrama da histerese.

Figura 23 - Diagrama do comportamento da emissão e absorção da Rodamina 590 e da absorção do DODCI ao ser variada a potência de bombeio. Para baixas potências (a) o pico deve ocorrer no vermelho enquanto para altas potências (b) ele deve ocorrer no amarelo.

Figura 24 - Diagrama da estabilidade do laser CPM com (a) perímetro $U=404$ cm e $\delta/U=0,169$ e (b) $U=350$ cm e $\delta/U=0,224$. A linha 1 corresponde ao limiar de oscilação, a 2 à transição do regime CPM para o contínuo e a 3 o ponto onde o regime CPM recomeça ao ser diminuída a potência.

Figura 25 - Esquema da recuperação do ganho em relação ao tempo entre dois pulsos sucessivos. (a) Baixa potência de bombeio. (b) Potência alta o bastante para um dos

pulsos saturar a inversão. (c) Potência suficientemente alta para que os dois pulsos saturem a inversão de população.

Figura 26 - Diagrama da razão de inversão de população vista por cada um dos pulsos contrapropagantes em função da potência de bombeio para cavidades com diferentes valores de perímetro e δ/U .

Figura 27 - Potência de saída de cada pulso contrapropagante em função da potência de bombeio. (a) Pulso mais amplificado. (b) Pulso menos amplificado.

Figura 28 - Duração do pulso em função da posição do jato de DODCI (absorvedor saturável).

Figura 29 - Duração mínima do pulso em função da concentração do DODCI.

Figura 30 - Duração do pulso de saída como função da potência de bombeio para três valores de concentração de DODCI: $90,9 \times 10^{-5}$ M/l; $119,5 \times 10^{-5}$ M/l; $167,5 \times 10^{-5}$ M/l.

Figura 31 - Duração do pulso em função do comprimento do meio dispersivo. Para $\zeta\delta\omega < 0$ a duração cresce com ζ e para $\zeta\delta\omega > 0$ a curva apresenta um mínimo na duração.

Figura 32 - Deslocamento instantâneo da frequência ao longo do pulso causado pela saturação do absorvedor (linha traço-ponto) e pelo índice não linear do solvente (linha pontilhada). O deslocamento resultante é mostrado pela linha cheia. O perfil do pulso de entrada é mostrado para referência (linha traço-dois pontos). A energia do pulso é 1,0 nJ (a); 3,0 nJ (b); e 15,0 nJ (c). A duração do pulso é 50 ns em todos os casos.

Figura 33 - Valor instantâneo do coeficiente de VF ao longo do pulso para pulsos de entrada com energia de: 1,0 nJ (linha pontilhada); 3,0 nJ (linha traço-ponto); e 15 nJ (linha cheia). O pulso de entrada possui 50 fs e é mostrado pela linha traço-dois pontos.

Figura 34 - Coeficiente de varredura de frequência médio como função da energia do pulso para diferentes valores de duração do mesmo.

Figura 35 - Coeficiente de varredura de frequência no pico do pulso como função da duração do mesmo para diferentes valores de energia do pulso.

RESUMO

Neste trabalho foi estudado o laser de corante em regime de colisão de pulsos contrapropagantes gerando pulsos de femtosegundos. A fim de se obter pulsos com menores durações, foi analisada a influência da variação dos parâmetros do laser como por exemplo, potência de bombeio, concentração e posição do absorvedor. Desta maneira foram obtidos pulsos de até 47 fs. O laser produz pulsos a uma repetição de 100 MHz e a potência média de saída é 30 mW e a potência de pico é 6,4 KW. Um modelo teórico foi desenvolvido para explicar os resultados experimentais. Foi mostrado então que o efeito conjugado das varreduras de frequências devido à dispersão e à automodulação de fase no absorvedor saturável e no solvente têm um importante papel no encurtamento do pulso.

ABSTRACT

In this work we have studied the colliding pulse mode locked dye laser, which is able to generate femtosecond duration laser pulses. We have obtained pulses with a duration as short as 47 femtoseconds. To obtain these extremely short pulses we have optimized the laser performance, analyzing the effect of the pump power, dye concentration and cavity geometry on the duration and stability of the generated pulses. Under typical conditions our laser produces pulses shorter than 100 fs at a repetition rate of 100 MHz, at an average power of 30 mW and with peak pulse power as high as 6.4 kW. A model was suggested to justify the very strong compression rate that we have obtained. This model is based on the balancing of the group velocity dispersion of the laser cavity with the frequency sweep that is generated on the pulse when it interacts with the saturable absorber and its solvent.

CAPÍTULO I

1. INTRODUÇÃO

O laser de corante em regime de colisão de pulsos contrapropagantes é a fonte dos pulsos mais curtos já obtidos/1/. Pulsos laser com duração de femtosegundos são usados em diversas áreas de pesquisa tais como estudo de processos de relaxação ultrarápida em líquidos e soluções de moléculas, espectroscopia, biofísica, bioquímica, física de semicondutores, óptica não linear /2/.

A Figura 1 mostra a evolução na geração de pulsos ultracurtos. Em uma década a duração do pulso diminuiu de 500 fs até 27 fs. O primeiro laser representado na Figura 1, tem uma configuração linear com o jato do absorvedor (DODCI) localizado perto do espelho de saída e oposto a ele está localizado o jato do amplificador (Rh6G) o qual é bombeado pelo laser de argônio. A partir daí a configuração foi alterada, sem que houvesse mudança nos elementos da cavidade, e os resultados foram surpreendentes. Para tornar mais efetiva as perdas devido a saturação do absorvedor, foi montada uma cavidade em forma de anel ou linear, onde os pulsos oscilavam em regime contrapropagantes colidindo no absorvedor. Dietel / 3/ mostrou que a cavidade na qual os pulsos

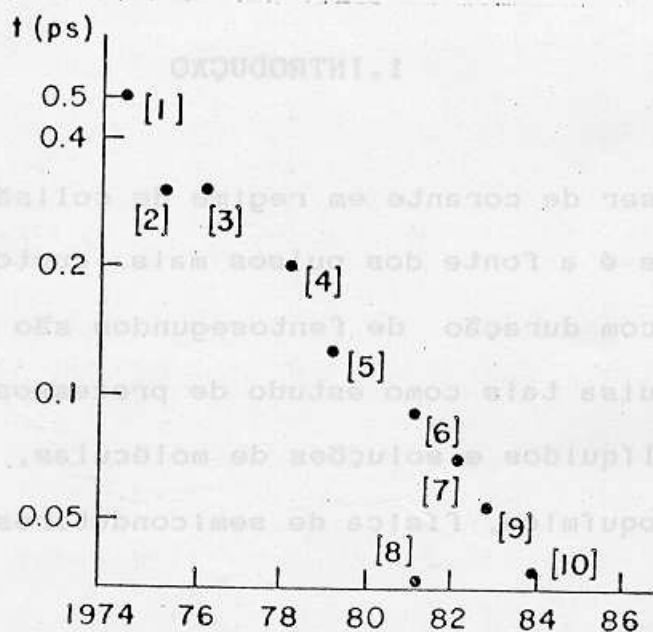


Figura 1 - A evolução da compressão do pulso ao longo dos anos/26/.

1. Shanley et al., Appl.Phys.Lett. 24,373(1974).
2. E.F. Ippen et al., Appl.Phys.Lett. 27,488(1975).
3. I.S. Rudenok et al., Appl.Phys.Lett.,29,296(1976).
4. J.C. Diels et al., Opt.Commun 25,93(1978).
5. J.C. Diels et al., Proc.Second Intern.Conf. on Picosecond Phenomena, (Springer Verlag-Berlin 1980).
6. R.L. Fork et al., Appl.Phys.Lett. 38,671(1981).
7. G.A. Mourou et al, Opt.Commun. 41,47(1982).
8. C.V. Shank, Institute of Electrical and Electronics Engineers, New York (1982), Paper K2.1.
9. W. Dietel et al., Opt.Commun 43,69(1982).
10. J.A. Valdamanis et al., Opt.Lett. 10,131(1985).

colidem o pulso é encurtado quatro vezes em relação a cavidade onde isto não ocorre. Em outros sistemas o absorvedor foi misturado com o amplificador num mesmo jato /2, 4,5/. Para minimizar o alargamento do pulso e a dispersão, foram removidos todos os elementos dispersivos intracavidade. Resultados recentes mostram que estes elementos, tais como prismas e vidros, ao contrário do que se esperava podem comprimir o pulso /6,7/. Assim como a dispersão, a automodulação de fase se tornou um efeito importante na compressão do pulso /8,9/ e através do casamento entre a automodulação de fase e a dispersão foram obtidos os menores pulsos /10,11/.

A fim de explicar os resultados conhecidos até então, Kuhlke et al. /12/ desenvolveu em 1983 um modelo teórico. Este modelo tem como grande limitação o fato de considerar o pulso intracavidade com energia inferior à energia de saturação do absorvedor. Este modelo prevê por exemplo, o encurtamento do pulso com o aumento da concentração e da potência de bombeio.

Neste trabalho nosso objetivo foi estudar laser de corante com pulsos contrapropagantes e otimizar seu funcionamento. Conseguimos obter pulsos com duração de 47fs sem necessidade de elementos adicionais na cavidade do laser. Os pulsos gerados apresentaram energia da ordem de 30 vezes a energia de saturação do absorvedor permitindo que o laser trabalhasse numa situação pouco explorada anteriormente. Observamos que para uma certa concentração e potência de bombeio o pulso apresenta um mínimo na duração, não concordando com os modelos de Kuhlke et al. /12/ e Stix et al. /13/. Para explicar este resultado desenvolvemos um modelo

que explica qualitativamente este mínimo na duração como sendo resultante do casamento das varreduras de frequência geradas através da dispersão da velocidade de grupo e automodulação de fase /9/. Neste modelo mostramos que a contribuição da varredura de frequência gerada pelo solvente é dominante quando o pulso intracavidade tem altas energias. Além disto outros resultados relevantes para o entendimento da geração de pulsos ultracurtos foram encontrados. Observamos que :

i) O laser apresenta um forte comportamento biestável nos limites da operação estável.

ii) Para certas geometrias da cavidade, o laser oscilava em regime unidirecional. Criamos um modelo que explica este resultado.

iii) Quando a amplificação dos pulsos contrapropagantes é ligeiramente diferente, o laser emite dois feixes contrapropagantes, em 638nm e 612nm.

Este trabalho está organizado da seguinte maneira. No capítulo 2 apresentamos os fundamentos da geração de pulsos ultracurtos com a técnica de acoplamento de modos passivo, que é a mais extensamente utilizada. No domínio de tempo dos femtosegundos. No capítulo 3 discutimos as características de construção e funcionamento do laser de corante em regime de pulsos contrapropagantes e os resultados obtidos. No capítulo 4 analisamos os resultados, por meio da compressão do pulso pelo balanceamento da dispersão na cavidade. Finalmente no capítulo 5 apresentamos as conclusões e perspectivas de trabalho nesta área.

CAPÍTULO 2

GERAÇÃO DE PULSOS ULTRACURTOS

a. ACOPLAMENTO DE MODOS

A Figura 2 mostra a estrutura temporal e espectral de um laser sem acoplamento de modos. No domínio da frequência a radiação é composta por um número discreto de linhas separadas pelo intervalo de modos longitudinais da cavidade laser de comprimento L , ou seja, os modos são separados em frequência por $\nu = c/2L$. Cada modo oscila independentemente e sem correlação com seus vizinhos. Sua fase é distribuída aleatoriamente entre π e $-\pi$. A superposição destes modos no domínio do tempo produz um campo com distribuição de fase aleatória. A fase no domínio do tempo também varia aleatoriamente.

Uma situação organizada ocorre quando os modos longitudinais são forçados a manter uma relação fixa de fase. Desta maneira o resultado será uma função bem definida no tempo. A Figura 3 mostra a estrutura temporal e espectral de um laser com acoplamento de modos. Nesta situação a fase dos modos são nulas, embora a condição mais geral para acoplamento de modos seja /15/,

$$\phi(\omega) = b_0 + b_1(\omega - \omega_0) \quad (2.1)$$

A forma temporal do pulso independe das constantes b_0 e

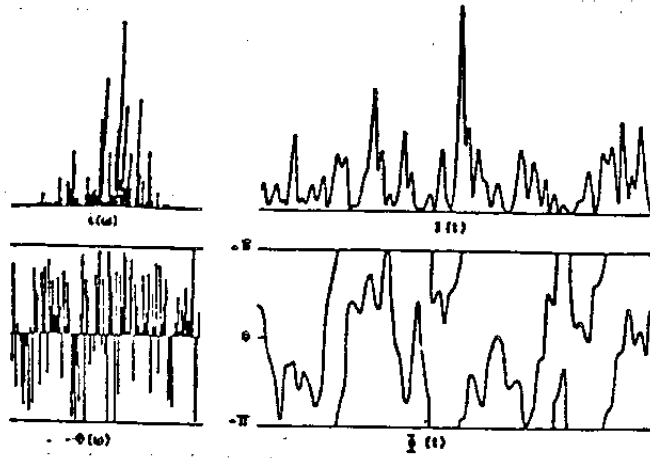


Figura 2 - Simulação da estrutura do sinal de um laser sem acoplamento de modos no domínio da frequência (à esquerda) e no domínio do tempo (à direita) /15/.

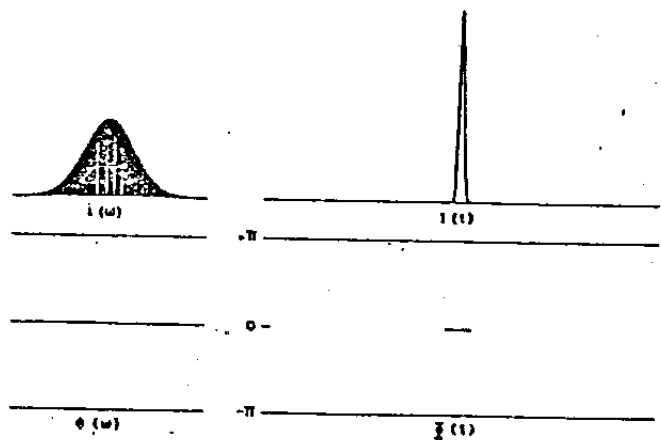


Figura 3 - Sinal de um laser com acoplamento de modos. As intensidades dos modos têm uma distribuição gaussiana e as fases no domínio da frequência são identicamente nulas. No domínio do tempo o sinal é um pulso gaussiano limitado por transformada /15/.

b_1 que determinam respectivamente a fase no domínio do tempo e a posição t_0 no eixo do tempo onde o pulso está centrado. Para simplificar os cálculos consideraremos a distribuição de intensidade de modos como sendo uma gaussiana. A forma desta distribuição, na prática, é definida pela largura de linha de oscilação do laser.

Estas distribuições podem ser descritas tanto no domínio do tempo quanto no domínio da frequência, porque se a descrição num domínio é completa a outra pode ser obtida por uma transformada de Fourier. $V(t)$ é um sinal analítico associado a um campo real $E(t)$ de tal maneira que $E(t) = \text{Re}(V(t))$,

$$\begin{aligned} V(t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} 2e(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} v(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\text{onde } v(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} V(t) \exp(i\omega t) dt$$

$$= \begin{cases} 2 e(\omega) & \omega > 0 \\ \text{zero} & \omega < 0 \end{cases}$$

As funções complexas $V(t)$ e $v(\omega)$ definem completamente um sinal no domínio do tempo e da frequência, respectivamente, onde,

$$V(t) = A(t) \exp(i\phi(t)) \exp(-i\omega_0 t)$$

$$v(\omega) = a(\omega) \exp(i\phi(\omega))$$

As respectivas intensidades, no domínio do tempo e da frequência são,

$$I(t) = A^2(t)$$

$$i(\omega) = a^2(\omega)$$

e pelo teorema de Parseval:

$$\int_{-\infty}^{\infty} I(t) dt = \int_0^{\infty} i(\omega) d\omega \quad (2.3)$$

Não há uma correspondência unívoca entre $i(\omega)$ e $I(t)$ já que cada uma não só depende da outra, mas também da distribuição de fase associada. A relação geral entre as duas é:

$$\frac{\Delta\omega\Delta t}{2\pi} = P \gg K \quad (2.4)$$

onde $\Delta\omega$ e Δt são as larguras à meia altura de $i(\omega)$ e $I(t)$. O parâmetro P é chamado produto duração-largura de faixa e $K \approx -1$. O pulso mais curto associado a uma certa largura espectral é chamado "limitado por largura de faixa" e têm como duração,

$$(\Delta t_p)_{\min} = \frac{2\pi K}{\Delta\omega} \quad (2.5)$$

na Figura 3,

$$i(\omega) = \exp\left[-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{2}\right]$$

$$\phi(\omega) = 0$$

e no domínio do tempo,

$$I(t) = \alpha \exp(-\alpha(t-t_0)^2) \quad (2.6)$$

portanto $\Delta\omega = 2 \sqrt{\ln 2 \alpha}$ e $\Delta t_p = 2 \sqrt{\ln 2 / \alpha}$ resultando em $K = 2 \ln 2 / \pi = 0,441$. Os valores de K para pulsos com forma diferente não são iguais, os mais importantes estão listados na tabela 1 /14/.

Tabela 1. Produto largura de faixa por duração do pulso para pulsos com perfis temporais usuais.

$I(t)$	K
$\exp(-4 \ln^2 t^2 / \Delta t_p^2)$	0,441
1 ($0 < t < \Delta t_p$)	0,886
$\text{sech}(1,76 t / \Delta t_p)$	0,815

Quando há acoplamento, a potência que antes vinha uniformemente distribuída num intervalo $T_c = 2L/c$, agora vem concen-

trada num pulso de largura t . Desta maneira a potência de pico do laser com acoplamento de modos pode atingir valores muito altos. Em termo do número de modos acoplados, $N = \Delta \omega t_c / 2\pi$, o aumento da potência é dado por:

$$\frac{\text{potência com acoplamento}}{\text{potência sem acoplamento}} = \frac{I_c}{\Delta t} = \frac{\Delta \omega T_c}{K 2\pi} = \frac{N}{K} \quad (2.7)$$

como $K \approx 1$ e $N \lesssim 10^4$, o aumento de potência pode ser considerável. Em lasers contínuos a potência de pico chega a dezenas de kilowatts.

Como vimos acima, pulsos ultracurtos são obtidos ao se acoplar o maior número de modos longitudinais possível. Os pulsos ultracurtos podem ser obtidos através do acoplamento passivo de modos. Este tipo de acoplamento é obtido ao inserir na cavidade um elemento não linear, geralmente um absorvedor saturável.

b. ACOPLAMENTO PASSIVO

Através do acoplamento passivo de modos são obtidos atualmente pulsos com duração de até 27 fs /10/. Este tipo de acoplamento é obtido ao inserir um elemento não linear na cavidade, onde a não linearidade tem a propriedade de acoplar os modos oscilantes. Este elemento geralmente é o absorvedor saturável. O elemento não linear absorvedor, têm os seguintes efeitos /16/:

- enfatizar a região de pico do pulso que circula na cavidade enquanto reduz as regiões de menor amplitude.
- discriminar os ruídos e reflexões.

- encurtar o pulso até que a largura do pulso seja limitada pela largura de faixa de oscilação da cavidade.

Podemos entender qualitativamente o acoplamento de modos no domínio da frequência pelo fato que toda não linearidade tende a acoplar sinais de diferentes frequências. No domínio do tempo podemos pensar no acoplamento partindo da idéia do absorvedor saturável.

A situação mais favorável para a oscilação do laser com absorvedor saturável é quando a intensidade de luz incidente é alta, porque assim, além dos pulsos curtos gerados serem mais intensos as perdas serão menores como mostra a absorção /16/:

$$K = \frac{K_0}{1 + I/I_s}$$

onde: K_0 = absorção para baixas intensidades

I = intensidade de luz incidente

I_s = intensidade de saturação

b.1. Interação da radiação com o absorvedor saturável

Nesta seção faremos um breve resumo do comportamento do absorvedor saturável ao interagir com o pulso. Um tratamento mais detalhado deste problema pode ser encontrado em /17,18,19,20/. Trataremos o absorvedor como um sistema de dois níveis (Figura 4), onde a diferença de energia entre os níveis é $E_1 - E_2$ e N_1 é a densidade de moléculas (cm^{-3}) no nível 1 e N_2 é a densidade de moléculas (cm^{-3}) no nível 2.

Ao aumentarmos a intensidade incidente a população do

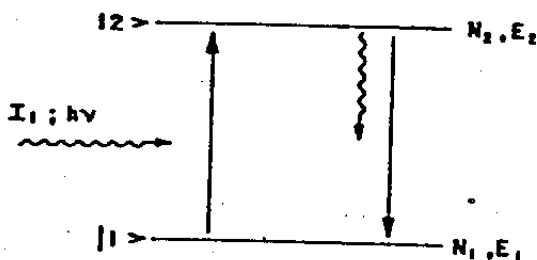


Figura 4 - Sistema de dois níveis usado como aproximação para modelar a interação da radiação de intensidade I com o absorvedor saturável.

nível $|2\rangle$ (N_2) aumenta até chegar ao ponto onde $N_2 = N_1$. A transmissão também aumenta com a intensidade, e se aproxima de 1 para intensidades muito altas. As moléculas retornam ao estado fundamental por meio de emissão induzida e por relaxação, num tempo $\mathcal{T}$.

Quando o tempo de duração do pulso incidente t é longo em relação ao tempo de memória de fase do meio ($t_2 \ll 10^{-14}$, em corantes) podemos escrever as equações de taxa /22/.

$$\frac{dn}{dt} = \frac{-2I\sigma n}{h\nu} + \frac{N-n}{\mathcal{T}} \quad (2.9)$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{c\sigma I n}{\eta} \quad (2.10)$$

onde: $n = N_1 - N_2$ e $N = N_1 + N_2$

$I = I_0/I_s$ = intensidade do pulso normalizada pela intensidade de saturação.

$$I_s = h\nu / 2\sigma\mathcal{T}$$

c = velocidade da luz

ν = frequência de oscilação da cavidade.

η = índice de refração do meio

σ = secção de emissão e/ou absorção.

Quando a duração do pulso incidente, t_p , é longa em relação ao tempo de relaxação no absorvedor saturável ($\mathcal{T}$), a equação 2.9 pode ser resolvida no regime estacionário ($dn/dt = 0$). Através desta solução obtemos a transmissão de intensidade $T = I/I_0$ do pulso neste absorvedor /17/.

$$T = T_0$$

onde $T_0 = \exp(-\sigma N l)$ é a transmissão para baixas intensidades e $I_s = h\nu / 2\sigma\tau$ é a intensidade de saturação do absorvedor. T é sempre maior que T_0 e tende a 1 quando $I_s \gg I_0$. O efeito que o absorvedor causa no pulso incidente é bem definido em (2.9). A absorção segue de uma maneira quase estacionária a intensidade do pulso /19/. Neste absorvedor rápido ($\tau < t$) o pico é mais transmitido que a frente e a cauda resultando numa redução da sua duração.

Quando o tempo de relaxação do absorvedor é maior que a duração do pulso incidente que é o caso de interesse para nosso laser ($\tau \gg t$), a solução da equação (2.9) pode ser escrita /22/,

$$n(t) = N \exp \left[\int_0^t \frac{I(x) dx}{E_s} \right] \quad (2.12)$$

onde $E = h\nu / 2\sigma$ é a fluência de saturação do meio. Neste caso a transmissão será:

$$T(t) = \exp[-n(t)\sigma l] \quad (2.13)$$

que é uma função do tempo ao longo da duração do pulso, portanto a transmissão aumenta à medida que o absorvedor vai sendo saturado, daí a frente ser mais atenuada que a cauda. Neste caso a absorção é saturada em função da densidade energia incidente.

b.2. Mecanismo de compressão no laser de corante

A finalidade do acoplamento passivo é minimizar a dura-

ção do pulso de maneira a gerar pulsos ultracurtos da ordem de até 10^{-15} s. Para obtermos pulsos desta ordem é desaconselhável a utilização de absorvedores rápidos ($\gamma < t$). Nos absorvedores rápidos a duração do pulso é limitada pelo tempo de relaxação dos corantes (γ) e geralmente é da ordem de 10 s com este tipo de absorvedor.

Pulsos da ordem de 10^{-14} s podem ser obtidos através de uma cavidade onde atuam simultaneamente o absorvedor lento ($\gamma > t$) e um amplificador não linear. Este modelo foi sugerido por New /22/ e desenvolvido por Haus /21/ e Herman /23/

O amplificador apresenta um comportamento semelhante ao do absorvedor, só que em vez de absorver o pulso ele o amplifica através da emissão estimulada. As equações de taxa que descrevem a interação do pulso com o amplificador são as mesmas que aquelas apresentadas para o absorvedor (2.9, 2.10), só que agora $n = N - N < 0$. Como já mencionamos o absorvedor lento ($\gamma > t$) atenua a frente do pulso em relação ao pico. Se balancearmos adequadamente a saturação do amplificador em relação ao absorvedor, de tal maneira que o amplificador sature menos, geramos um eficiente mecanismo de compressão onde o absorvedor atenua a frente do pulso e o amplificador amplifica mais o pico em relação à cauda, resultando num pulso ultracurto. Este casamento entre a saturação do absorvedor e amplificador foi definido por New /22/ através do parâmetro de estabilidade,

$$S = A_e \sigma_e / A_a \sigma_a \quad (2.14)$$

onde σ_e é a seção de emissão (e) e absorção (a) e A é a área do

feixe luminoso no amplificador (e) e absorvedor (a). Este parâmetro mede a eficiência relativa com que um fóton na cavidade satura o absorvedor em relação ao amplificador /15/.

Como mostramos anteriormente a saturação do absorvedor lento é proporcional a densidade de energia incidente. desta maneira, a compressão do pulso é efetuada através do ajuste da intensidade luminosa sobre o absorvedor e amplificador de modo que:

i- A frente do pulso (Figura 5.a) é absorvida e satura o absorvedor (Figura 5.c) e o ganho do amplificador se recupera durante o tempo de uma volta completa do pulso (t_c) na cavidade (Figura 5.b). Isto resulta na atenuação da frente do pulso.

ii- O pico do pulso encontra o absorvedor saturado, sendo pouco atenuado no absorvedor porque a maior parte das moléculas absorveram energia da frente do pulso e estão quase saturadas (Figura 5.c), e obtendo alto ganho no amplificador porque seu ganho ainda não está saturado, resultando na amplificação do pico.

iii- A cauda do pulso encontra o absorvedor ainda saturado, porque o tempo de relaxação do absorvedor, como já vimos é maior que a duração do pulso e encontra o ganho também saturado (Figura 5.b), devido ao escoamento da inversão de população resultante da passagem do pico do pulso. Tendo como consequência uma maior amplificação do pico em relação à cauda.

Para que o item i seja satisfeito e o ganho se recupere através da potência de bombeio, o tempo de uma volta completa na cavidade ($t = L/c$) tem que ser da ordem do tempo de relaxação do amplificador saturável é da ordem de nanosegundos. O item ii mostra que o absorvedor deve saturar antes do amplificador. Podemos

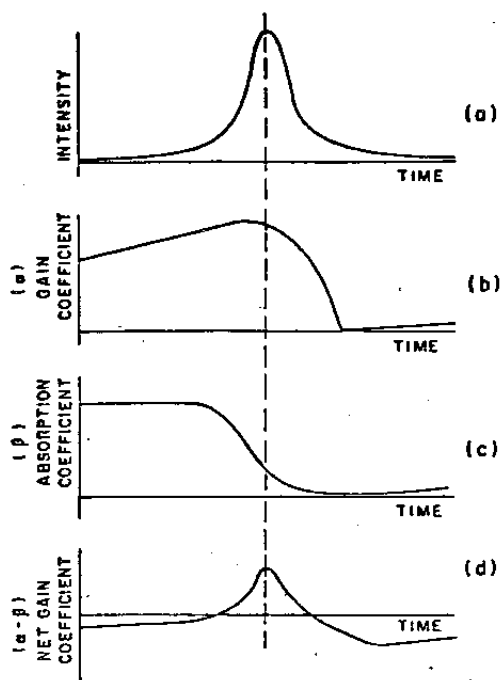


Figura 5 - Variação temporal das grandezas acopladas. Em (a) a intensidade do pulso, em (b) o coeficiente de ganho apresentado pelo meio ativo, em (c) o coeficiente de ganho de absorção apresentado pelo absorvedor saturável e em (d) o ganho líquido do laser [36].

obter este requisito experimentalmente focalizando mais fortemente a luz no absorvedor que no amplificador.

c. LASER COM PULSOS CONTRAPROPAGANTES.

No regime CPM o acoplamento passivo é resultante da interferência entre dois pulsos contrapropagantes no absorvedor /2/.

Utiliza-se a cavidade em anel (Figura 6), pois esta apresenta menos dificuldade quanto ao posicionamento do absorvedor do que a cavidade linear, onde o absorvedor deve estar focalizado num submúltiplo do comprimento da cavidade com uma precisão de aproximadamente $10\mu\text{m}$ /2/.

Os pulsos contrapropagantes se sobrepõem no absorvedor porque desta maneira o sistema exibe menos perdas. Ao interferir coerentemente no absorvedor os pulsos contrapropagantes formam uma onda estacionária. Como resultado desta interferência a energia disponível para saturar o absorvedor é aumentada e o parâmetro de saturação s é triplicado /13/. Esta onda estacionária induz uma modulação periódica no índice de refração formando assim uma onda transiente que espalha uma parte do pulso na direção do outro, contribuindo assim para a compressão /24,13/. Descreveremos rapidamente a idéia básica para formação da grade transiente /25/. Foi considerado duas ondas planas (1 e 2) com frequência angular ω_1 e ω_2 , intensidade I_1 e I_2 e vetor de propagação $\vec{k}_1$ e $\vec{k}_2$ e mutuamente coerentes. A superposição dos campos produz um batimento à frequência $\omega = \omega_2 - \omega_1$. Se esta superposição de ondas se efetua no absorvedor, onde as moléculas apresentam absorção resson

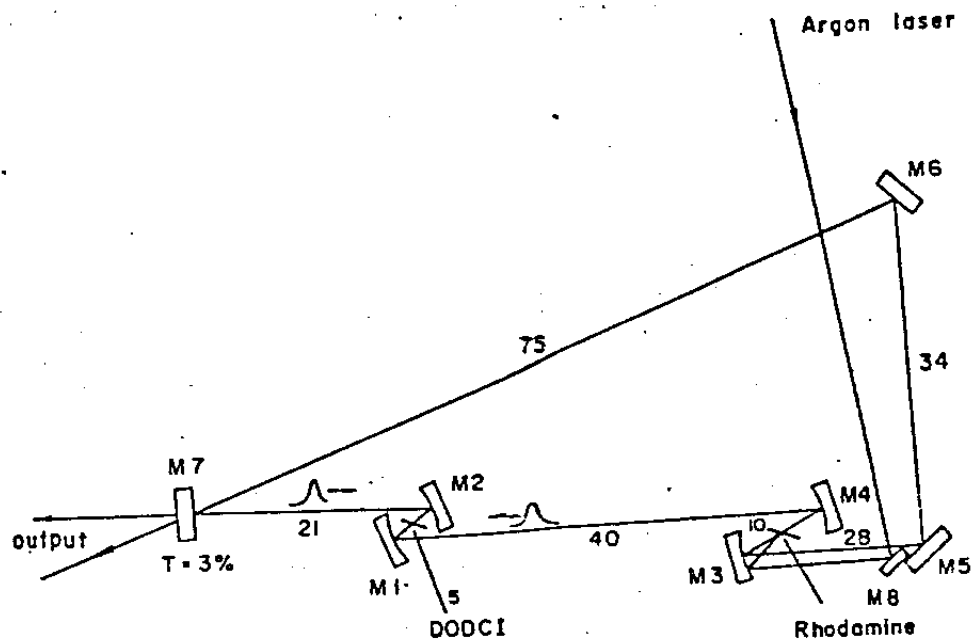


Figura 6 - Cavityde em anel usada para acoplamento passivo de modos no laser de corante. As dimensões estão em cm/36/.

ante numa largura de linha onde as duas ondas são absorvidas e se a intensidade das ondas forem suficientemente alta a ponto de alterar o número de moléculas no estado fundamental, a população deste estado, e assim a transmitância do meio, se modulará a frequência de batimento $\omega \equiv |\omega_2 - \omega_1|/25$. Se agora as ondas incidentes têm frequências iguais $\omega_2 = \omega_1$, se formarão regiões de máximos e mínimos de iluminação, onde nos máximos de iluminação haverá menos moléculas no estado fundamental, ocorrendo o inverso na região de mínimo. Este efeito modula espacialmente o índice de refração e absorção e o meio se comporta como uma grade de difração, espalhando as ondas incidentes.

A espessura do absorvedor deve ser da ordem do comprimento do pulso sob o risco de desaparecer o efeito da superposição, pois os pulsos passariam mais tempo no absorvedor sozinhos em vez de sobrepostos. Levando-se em conta que um pulso de 40 fs equivale a uma distância de $12\mu\text{m}$, e que para haver boa sobreposição o absorvedor deveria ser apenas um pouco mais largo que a largura à meia altura do pulso, a largura do absorvedor deve ser da ordem de dezenas de micrometros.

No regime CPM os pulsos contrapropagantes chegam ao amplificador em tempos diferentes, com isso o amplificador consegue se recuperar no intervalo entre dois pulsos sucessivos. É preferível que a energia dos pulsos contrapropagantes ao incidir no absorvedor sejam iguais para não comprometer a atuação da grade transiente e do balanço das saturações. Para que a energia dos pulsos sejam iguais ao incidir no absorvedor, os pulsos devem ser igualmente amplificados. Isto ocorre quando a distância entre o

absorvedor e o amplificador () é igual a um quarto do perímetro da cavidade (U), $\delta = U/4$. A Figura 7 mostra um sistema laser com perímetro U e separação entre o amplificador e o absorvedor. O pulso no sentido anti-horário passa no ganho $2\delta/c$ depois do pulso horário, portanto o amplificador tem $T_1 = 2\delta/c$ para se recuperar do pulso horário até que o pulso anti-horário chegue, e em seguida tem $T = (U - 2\delta)/c$ para ser bombeado antes que o pulso horário passe novamente. Como o amplificador é bombeado continuamente a inversão de população n cresce durante o bombeio,

$$n(t) = n_0(1 - \exp(-\gamma/t)) \quad (2.15)$$

Para que os pulsos sejam igualmente amplificados o pulso 1 deve encontrar a mesma inversão de população que o pulso 2 encontra, $n_1(t) = n_2(t)$. Portanto os intervalos de bombeamento entre um pulso e outro devem ser iguais $\Delta t_1 = \Delta t_2$, o que implica em $\delta = U/4$.

d. MODELO TEÓRICO DO LASER CPM.

Nesta seção apresentaremos um resumo do modelo teórico do acoplamento passivo num laser de corante contínuo em regime CPM apresentado por Kuhlke et al. \26,24,12\ . Para melhor entendimento ver \32,21,27,23\ .

No regime CPM o pulso é gradualmente comprimido devido a ação conjunta do absorvedor e amplificador e alargado devido aos efeitos de limitação de largura de faixa impostos pelos espelhos, solventes e pelo próprio amplificador e absorvedor saturável.

Através deste modelo será mostrada a influência de cada elemento da cavidade; o absorvedor saturável, o ganho saturável e as perdas lineares devido aos espelhos; sobre o pulso. Para representar as propriedades que limitam a largura de faixa do amplificador, absorvedor e espelhos foi introduzido um elemento na cavidade denominado filtro efetivo. A Figura 8 mostra o esquema da cavidade.

Os cálculos foram desenvolvidos da maneira semi-clássica, ou seja utilizando as equações de Maxwell juntamente com a equação de Schrodinger. O laser opera num regime estacionário onde dois pulsos contrapropagantes circulam na cavidade em anel e se encontram no absorvedor saturável. A frequência central do absorvedor (ω_a), amplificador (ω_l) e laser de bombeio (ω_p) foram consideradas como sendo diferentes.

Os cálculos a seguir foram desenvolvidos a partir das seguintes hipóteses:

- a) O tempo de relaxação de fase (10^{-15} s), é curto em relação a duração do pulso.
- b) A distância entre o absorvedor e o amplificador é $\delta = U/4$, de tal maneira que os pulsos contrapropagantes são igualmente amplificados.
- c) O tempo de relaxação do amplificador (no caso da rhodamina, $T = 5,5$ ns) é da mesma ordem de grandeza que o tempo de uma volta completa do pulso na cavidade ($T = U/c$ onde U é o perímetro da cavidade e c a velocidade da luz).

Por questão de notação o absorvedor(amplificador) foram rotulados, respectivamente por $b(a)$, e as quantidades reais(imaginárias) por $r(i)$.

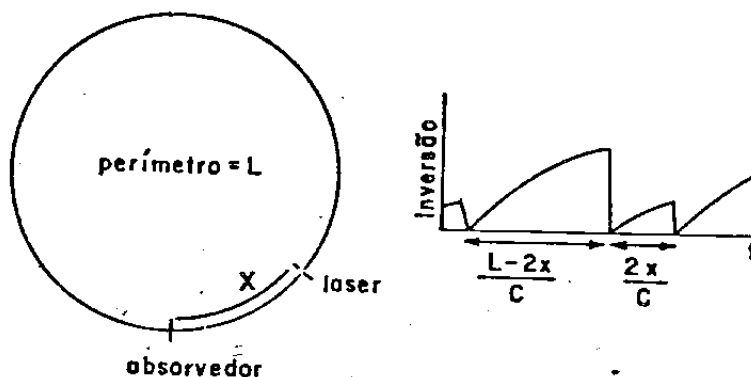


Figura 7 - (a) Esquema da cavidade em anel onde o meio laser e o absorvedor são separados pela distância x . (b) Variação temporal da inversão acumulada na Rodamina /36/.

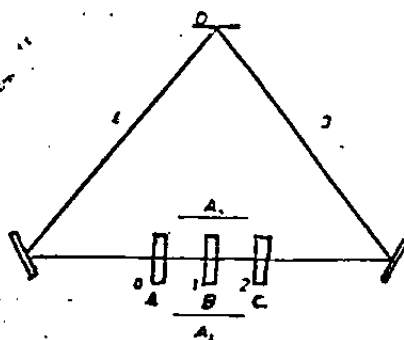


Figura 8 - Esquema do laser em anel com o amplificador A, o absorvedor saturável B, o elemento limitador de banda efetivo C e o espelho de acoplamento D. A_1 e A_2 são as amplitudes dos pulsos contrapropagantes /15/.

Para desenvolver o modelo abaixo o sistema foi considerado como sendo um sistema de três níveis com população desprezível no nível vibracional excitado do estado S1. Este modelo foi criado a partir das equações de amplitude do campo elétrico e as equações de taxa. A amplitude de campo elétrico tem a forma de ondas contrapropagantes que circulam na cavidade laser,

$$E(z,t) = \frac{1}{2} [\tilde{A}_1(z,t) e^{-ikz} + \tilde{A}_2(z,t) e^{ikz}] e^{-i\omega t} + cc \quad (2.16)$$

esta equação nos mostra a presença de dois pulsos contrapropagantes ($\tilde{A}_1$ e $\tilde{A}_2$), onde A é a amplitude de campo complexa. A equação de taxa da população no estado fundamental do absorvedor é /12/:

$$\frac{\partial n_1^a}{\partial t} = \rho_a n_1^a L_a^r [|\tilde{A}_1|^2 + |\tilde{A}_2|^2 + \tilde{A}_1^* \tilde{A}_2 e^{2ikz} + \tilde{A}_1 \tilde{A}_2^* e^{-2ikz}] + \frac{n_1^a - n_1^l}{T_{21}^a} \quad (2.17)$$

onde: $n^a = n_1^a + n_2^a$ = densidade de população

$\rho_a = \frac{\gamma_{13}^a |\mu_{13}^a|^2}{2\hbar^2}$ = tempo de relaxação do momento de dipolo, onde γ_{13} é o tempo de relaxação de fase e $|\mu_{13}|$ é o elemento da matriz de momento dipolar.

L_a^r = parte real de $L_a = \left[1 + 2i \frac{\omega_a - \omega}{\Delta\omega_a} \right]^{-1}$ descreve o perfil de linha $\Delta\omega$ do absorvedor.

O primeiro termo do lado direito da equação 2.17 descreve a população excitada pelo campo incidente e o segundo termo descreve a população que decai do nível 2 para o 1.

A partir destas equações foi calculada a influência dos

elementos da cavidade laser sobre o pulso,

ABSORVEDOR: quando os dois pulsos se sobrepõem no absorvedor devemos levar em conta algumas considerações.

- O tempo de relaxação da energia no absorvedor é grande em relação a duração do pulso t_p e curto comparado com o tempo de uma volta completa na cavidade. Desta maneira, em cada volta do pulso na cavidade, há atenuação da frente do pulso e recuperação do absorvedor.

- A espessura do absorvedor deve ser menor que o comprimento do pulso, para não comprometer a formação da grade transiente.

- A absorção de pequeno sinal no centro da linha, $k = \sigma_a n_a l_a$, foi considerado como sendo bem menor que a unidade e os termos da energia do pulso normalizada pela energia de saturação, além da segunda ordem, foram desprezados por serem considerados insignificantes, portanto estes cálculos só são válidos para pulsos de baixa energia.

A partir destas considerações, e do desenvolvimento da equação 2.17 e da equação de propagação, foi obtida a equação que descreve a interação dos pulsos contrapropagantes no absorvedor saturável [12] :

$$\begin{aligned} \tilde{A}_2(\eta, 2) = & \left\{ 1 - \frac{1}{2} k \left[1 - m(E_1 + E_2) + m^2 \left(\frac{1}{2} (E_1^2 + E_2^2) \right. \right. \right. \\ & \left. \left. + E_1 E_2 + E_{12} E_{21} \right) \right] \right\} \tilde{A}_2(\eta, 1) \\ & + \frac{1}{2} k m E_{21} (1 - m(E_1 + E_2)) \tilde{A}_1(\eta, 2) \end{aligned}$$

onde: $E_{kl} = \frac{\sigma L_a}{2 \hbar \omega} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \int_{-\infty}^{\eta} d\eta' \tilde{A}_k(\eta') \tilde{A}_l^*(\eta')$

$$E_{\ell} = E_{\ell} (\ell=1,2)$$

$$k = k_0 L_a$$

$$\eta = t \pm z/c = \text{tempo local do pulso 1 (+) ou 2 (-)}$$

$$m = \frac{\sigma_a L_a^2}{\sigma^2 L_e^2} = \text{relação entre as saturações, onde } \sigma \text{ é a seção de emissão.}$$

O primeiro termo da equação 2.18 descreve a absorção saturável e o segundo termo representa a difração do pulso 1 na direção do pulso 2 devido a grade transitória, formada pela sobreposição dos pulsos contrapropagantes, que espalha um pulso na direção do outro.

AMPLIFICADOR: O amplificador só interage com pulsos unidirecionais, não há sobreposição de pulsos contrapropagantes. A equação de taxa do amplificador é igual a equação de taxa do absorvedor (2.17). Como a inversão da população no amplificador não deve estar totalmente recuperada quando os pulsos chegam, a amplificação do pulso é descrita por:

$$\tilde{A}_2(\eta, 1) = \left[1 + \frac{1}{2} \alpha (1 - E_2) \right] \tilde{A}(\eta, 0) \quad (2.19)$$

A equação que determina A_1 é idêntica àquela encontrada para A_2 , sendo apenas necessária a troca de índices. O valor complexo do ganho da frente do pulso é dado por:

$$\alpha_1 = L_a \alpha_0 \left\{ 1 - \frac{E_1 + E_2 \exp[(U - 2\delta)/T_{21}^a]}{\exp(U/T_{21}^a) - 1} \right\}$$

$$\alpha_2 = L_a \alpha_0 \left\{ 1 - \frac{E_2 + E_1 \exp(2\delta/T_{21}^a)}{\exp(U/T_{21}^a) - 1} \right\}$$

onde: δ = tempo de trânsito entre o absorvedor e amplificador.

$\mathcal{E}_L = E_L(\eta \rightarrow \infty)$ = energia do pulso normalizada pela energia de saturação do amplificador por unidade de área

T_2^a = tempo de relaxação da energia.

α_0 = ganho de pequeno sinal.

Se considerarmos que os dois pulsos presenciam o mesmo ganho, através da equação do ganho (α_1 e α_2) vemos que $\delta = U/4$.

FILTRO EFETIVO: A influência dos elementos dispersivos é caracterizada pela função de transferência $H(\omega - \omega_d) = [1 + 2i(\omega - \omega_d)/\Delta\omega]^{-1}$ a qual supostamente contém todas as limitações da largura de faixa da cavidade. Considerando que a largura espectral do pulso e a não sintonia com a frequência central ω do elemento que limita a largura de faixa é pequena em relação à largura espectral do elemento dispersivo, a mudança na forma do pulso após passar por este elemento é:

$$\begin{aligned} \tilde{A}_2(\eta, 3) = & \left[1 - 4\left(\frac{\omega_L - \omega_d}{\Delta\omega}\right)^2 - \frac{2}{\Delta\omega} \frac{d}{d\eta} + \frac{4}{\Delta\omega^2} \frac{d}{d\eta^2} \right. \\ & \left. - i\left(2\frac{\omega_L - \omega_d}{\Delta\omega} - 8\left(\frac{\omega_L - \omega_d}{\Delta\omega^2}\right) \frac{d}{d\eta}\right) \right] \tilde{A}_2(\eta, 2) \quad (2.21) \end{aligned}$$

PERDAS LINEARES: O efeito resultante das perdas lineares será

$$/12/: \quad \tilde{A}_2(\eta, 4) = \left(1 - \frac{1}{2}\gamma\right) \tilde{A}_2(\eta, 3) \quad (2.20)$$

Quando o meio laser chega a um estado estável, teoricamente os pulsos deveriam ser iguais. Mas quando o pulso 1 chega no ganho, ele acabou de passar pelas perdas lineares e pelos elementos que limitam a largura de banda, enquanto que o pulso 2 chega ao ganho sem passar por estes elementos, com isso a simetria dos pulsos contrapropagantes não deve ser perfeita. Mesmo no estado estável deve haver um certo atraso no tempo de uma volta completa na cavidade (U) e com isso um pequeno aumento neste tempo ($U+h$). Consideraremos que h deve ser menor que a duração do pulso, o que é bem razoável, pois como o absorvedor tem a espessura da ordem da largura do pulso, se h fosse da ordem de T os dois pulsos não se encontrariam no absorvedor. Com isso,

$$\tilde{A}_2(\eta, \eta) = \tilde{A}_2(\eta+h, 0) \simeq \left[1 + h \frac{d}{d\eta} + \frac{1}{2} h^2 \frac{d^2}{d\eta^2} \right] \tilde{A}_2(\eta, 0)$$

Substituindo todas as equações encontradas, de até em obtemos:

$$\left[g_2 - \left(h + \frac{2}{\Delta\omega} - 8i \frac{\omega_1 - \omega_0}{\Delta\omega^2} \right) \frac{d}{d\eta} + \left(\left(\frac{2}{\Delta\omega} \right)^2 - \frac{h^2}{2} \right) \frac{d^2}{d\eta^2} \right] \tilde{A}_2(\eta, 0) +$$

$$g_2 = \frac{1}{2} \left[\alpha_2 - \kappa - \gamma - 8 \left(\frac{\omega_1 - \omega_0}{\Delta\omega} \right)^2 - 4i \left(\frac{\omega_1 - \omega_0}{\Delta\omega} \right) - (\alpha_2 - \kappa m) E_2 + \kappa m E_1 \right.$$

$$\left. - \kappa m^2 \left(\frac{1}{2} (E_1^2 + E_2^2) + E_1 E_2 + E_1 E_2 \right) \right]$$

onde $f_{21} = \frac{1}{2} \kappa m E_2 (1 - m(E_1 + E_2))$ nos dá o termo de reflexão

do pulso 1 na direção do pulso 2. Quando a interação dos pulsos contrapropagantes no absorvedor se anulam ($E_{\lambda 1}=0$) e os pulsos forem igualmente amplificados ($E_1=E_2=E$) a influência da grade transiente no absorvedor será representada por,

$$B = K \left[1 - m(2E) + \frac{1}{2} (m 2E)^2 \right] \quad (2.25)$$

Quando o termo da interação não for nula ($E \neq 0$),

$$B = K \left[1 - 3mE + 5(mE)^2 \right] \quad (2.26)$$

A equação (2.26) mostra que a interação dos pulsos contrapropagantes no absorvedor aumenta a saturação do mesmo. Se a interação coerente for nula, o absorvedor se comportará como se existissem dois pulsos circulando na cavidade sem se sobreporem no absorvedor, desta maneira a saturação não será tão eficiente quanto no caso onde há sobreposição, como mostra (2.25).

d.1.Região de estabilidade.

Quando o ganho total na cavidade é maior que as perdas lineares e a absorção, tem início a oscilação na cavidade. O limiar de oscilação é então determinado por,

$$g_0 = \alpha_0 - K_0 - \gamma \gg 0 \quad (2.27)$$

Para que o laser oscile em regime de femtosegundos, o mecanismo de compressão deve atuar fazendo com que o ganho da frente e cauda do pulso sejam menores que zero [12].

$$g_{\text{fronte}} = \alpha_0 - k_0 - \gamma - \alpha_0 \Delta C \leq 0$$

$$g_{\text{cauda}} = \alpha_0 - k_0 - \gamma [3m k_0 - \alpha_0(1+\Delta)E - 5k_0(mE)] \leq 0$$

Como as perdas lineares e a relação entre as saturações (m) são constantes, a região de estabilidade é definida pelo ganho no amplificador (α_0) e a absorção no absorvedor (k_0), respectivamente:

$$\alpha_0 = \sigma_e n_{12}^e l_e$$

$$k_0 = \sigma_a n^a l_a$$

Onde σ é a secção de absorção (a) e emissão (e), esta propriedade é inerente do corante. l é a espessura do absorvedor (a) e amplificador (e), n^e é a densidade de população no estado fundamental do absorvedor, a qual depende da concentração e n^a é a densidade de população no estado excitado do amplificador, que depende da potência de bombeio. Portanto a região de estabilidade é definida pela potência de bombeio e a concentração no absorvedor.

A Figura 9 mostra o comportamento da região de estabilidade, ao ser variada a potência de bombeio no amplificador e a concentração no absorvedor. Fixando uma certa concentração no absorvedor e variando a potência de bombeio, o laser só começa a oscilar quando o ganho total for maior que zero. Aumentando ainda a potência de bombeio, ao cruzar a linha $g_c=0$, o ganho da cauda é menor que zero e o laser opera em regime CPM até o bombeio atingir a linha $g_f=0$, a partir daí o ganho da frente do pulso é maior

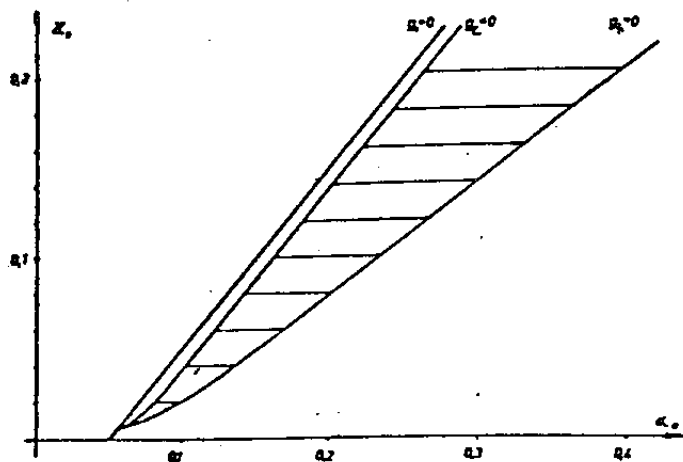


Figura 9 - Região de estabilidade do regime de CPM no plano α_0, k_0 ($U/T_{21} = 0,8$; $m=4$; $\alpha_0 = 0,05$) /18/.

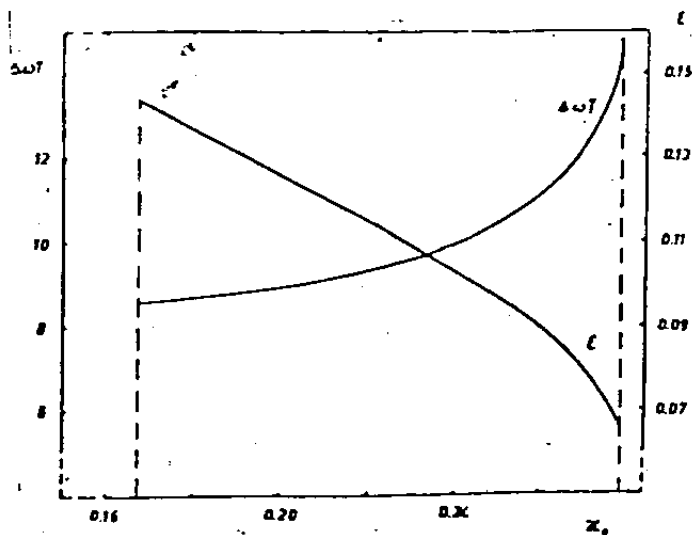


Figura 10 - Dependência da duração do pulso normalizada à ω e energia do pulso com absorção de pequeno sinal k . A linha pontilhada demarca a região de estabilidade. Note que neste caso o contorno inferior está abaixo do limiar ($m=5$; $U/T_{21} = 0,8$; $\gamma = 0,01$; $\alpha_0 = 0,25$) /18/.

r que zero e o laser não opera mais neste regime.

A Figura 10 representa a dependência da duração e energia do pulso em relação a concentração. Ela mostra que a duração do pulso aumenta ao aumentarmos a concentração no absorvedor mantendo o bombeio constante, através da Figura 9 vemos que ao fazer isto saímos da região de estabilidade, por isso ocorre este aumento na duração do pulso. A Figura 10 mostra também que a energia do pulso diminui com o aumento da concentração. A Figura 11 mostra a relação entre a duração do pulso e a potência de bombeio, onde a duração diminui com o bombeio, vemos também que quanto maior a relação de saturação (m), menor a duração do pulso. A Figura 12 mostra a dependência da duração e energia do pulso em relação ao aumento da potência de bombeio, ao mantermos o ganho de limiar (g_0) constante. Vemos que com o aumento da região de estabilidade a duração do pulso encurta e a energia aumenta. Mostraremos na seção 3.b que isto não é sempre verdade.

d.2.Geometria da cavidade.

Quando a distância entre o absorvedor e o amplificador () é diferente de $U/4$, não podemos mais afirmar que os pulsos têm iguais ampliações, portanto iguais energias. Devido a este fato não existirá uma solução fechada para a equação 2.23, e a solução encontrada será uma aproximação. A Figura 13 mostra a dependência da razão das energias do pulso $|f|^2 = \epsilon_1/\epsilon_2$, sobre o tempo de transito entre os dois meios. Quanto mais diferente for de $U/4$, menos tempo o amplificador tem para se recuperar, portanto um dos pulsos contrapropagantes será mais amplificado que

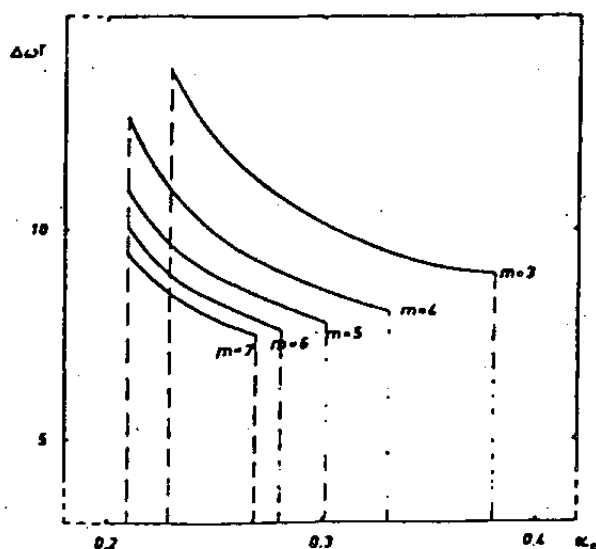


Figura 11 - Dependência da duração do pulso, normalizada à $\Delta w'$, com o ganho de pequeno sinal k_0 para diferentes valores de m . A curva pontilhada demarca a região de estabilidade ~~15/12~~

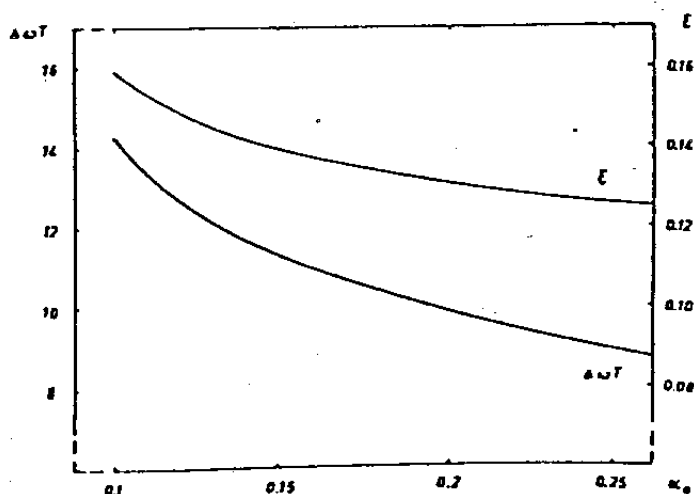


Figura 12 - Duração do pulso, normalizada à w , e energia do pulso em função do ganho de pequeno sinal mantendo e fixos ($m=5$; $U/T_2^0 = 0,8$; $\gamma = 0,01$; $g_0 = 0,04$) ~~15/12~~

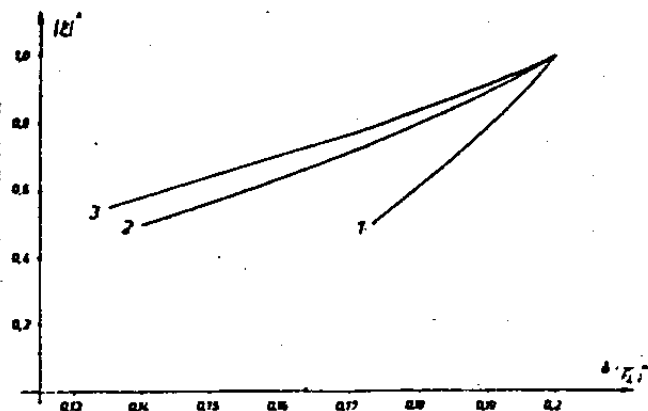


Figura 13 - Dependência da razão entre as energias dos pulsos contrapropagantes $|X_1| = E_1/E_2$ com o tempo de trânsito entre o absorvedor e o amplificador para diferentes valores do ganho de pequeno sinal (1) $\alpha_0 = 0,3$; (2) $\alpha_0 = 0,27$; (3) $\alpha_0 = 0,26$ ($n=4$; $U/I_{c1}^\infty = 0,8$; $k_0 = 0,2$; $\gamma = 0,05$) /12/.

o outro. Os pulsos serão igualmente amplificados quando $\delta = U/4$, como foi visto anteriormente. O pulso para o qual o amplificador esta mais recuperado tem maior energia, e seu efeito se torna mais pronunciado quando o laser opera acima do limiar. A razão da duração dos pulsos é dada por

portanto a duração do pulso com maior energia é mais prolongada. O diagrama apresentado na Figura 14 mostra que para potências de bombeio de um certo valor, o laser oscila em regime unidirecional com apenas um pulso circulando na cavidade. Para potências menores, o laser oscila em regime bidirecional (CPM). Em operação unidirecional os pulsos devem ter durações maiores que aquelas obtidas em regime bidirecional.

e. EFEITO DA DISPERSÃO E VARREDURA DE FREQUÊNCIA (VF)

Nesta seção analisaremos qualitativamente a contribuição que cada elemento da cavidade dá para a dispersão de velocidade de grupo (DVG) e comparamos este efeito ao produzido pela automodulação de fase (AMF). Seguiremos os cálculos desenvolvidos por Silvestri et al. /28/

(2.28)

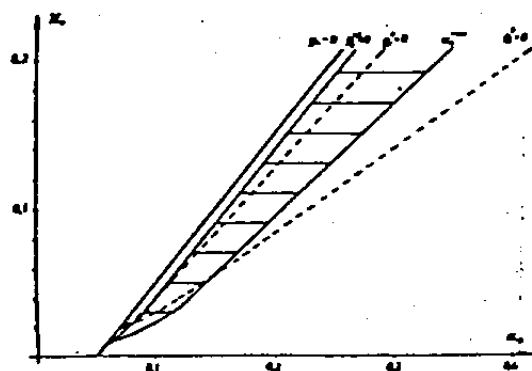
-Varredura de frequência

O pulso apresenta uma varredura de frequência (VF), quando a frequência portadora não é fixa no tempo.

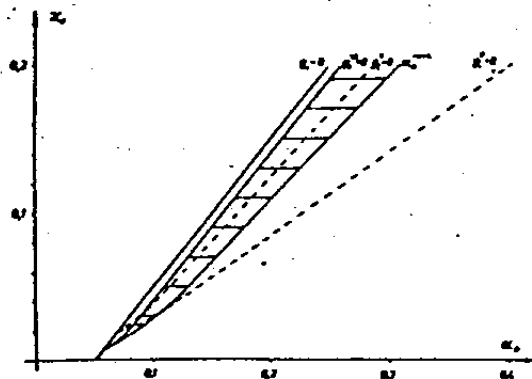
Por exemplo para um pulso descrito por

$$A(t) = \exp[j(\omega_0 t - \phi(t))] \quad (2.28)$$

a frequência instantânea será:



(a)



(b)

Figura 14 - Região de funcionamento estável do laser no plano concentração do absorvedor x potência de bombeio mostrando a diminuição da zona de estabilidade quando se passa de $x=0,25.L$ (a) para $x=0,18.L$ (b) /12/.

$$\omega = \frac{d}{dt} [\omega_0 t - \phi(t)] \quad (2.29)$$

Considerando $\omega = \omega_0 + \delta\omega$ então $\delta\omega = -\frac{d\phi}{dt}$ será a varredura de frequência. O coeficiente da VF é definido como,

$$C = \frac{d}{dt} \delta\omega = -\frac{d^2}{dt^2} \phi(t) \quad (2.30)$$

Esta VF pode ser induzida pela dispersão e/ou automodulação de fase devido a meios não lineares na cavidade. Em nosso laser os espelhos são responsáveis pela DVG e o absorvedor saturável é responsável pela AMF.

e.2. Dispersão:

A onda eletromagnética com frequência ω transmitida por um elemento dispersivo será caracterizada, no domínio da frequência, por uma amplitude unitária e por um desvio na fase $\phi = \phi(\omega)$. Este elemento dispersivo simula o efeito causado pelos:

- espelhos na cavidade
- ganho não saturado do amplificador
- perdas não saturadas do absorvedor saturável
- materiais transparentes utilizados na cavidade.

Consideremos por exemplo um pulso ultracurto se propagando neste elemento dispersivo, onde este pulso é gaussiano com frequência central ω_c , sem varredura de frequência e com largura à meia altura γ_L , o campo elétrico pode ser escrito como:

$$E_e = E_0 \exp[-(2 \ln 2) t^2 / \tau_e^2] \exp(i \omega_e t) \quad (2.31)$$

Ao passar pelo meio dispersivo, $E_s = T \times E_e$, o pulso terá desvio na fase, já que o meio dispersivo induz diferentes defasagens para cada frequência do espectro do pulso.

Considerando que $\phi(\omega)$ varia lentamente com ω , podemos expandi-lo até segunda ordem em termo da frequência central e oscilação ω .

$$\phi(\omega) = \phi(\omega_e) + \left(\frac{d\phi}{d\omega} \right)_e (\omega - \omega_e) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2\phi}{d\omega^2} \right)_e (\omega - \omega_e)^2 \quad (2.32)$$

Através das equações 2.31 e 2.32 e da equação de propagação, pode-se obter o pulso de saída /28/:

$$E_s = \frac{E}{\left(1 + \frac{\phi''^2}{4\beta^2}\right)^{1/4}} \exp\left[-\frac{t^2}{4\beta\left(1 + \frac{\phi''^2}{4\beta^2}\right)}\right] \exp\{i[\omega_e t + \phi_s(t)]\}$$

onde

$$\phi_s(t) = \left[-\phi'' t^2 / (2\phi''^2 + 8\beta^2) \right] - \frac{1}{2} \arctg\left(-\frac{\phi''}{2\beta}\right)$$

$$\beta = \tau_e^2 / (8 \ln 2)$$

$$\phi'' = (d^2\phi/d\omega^2)_e$$

Estas equações mostram os efeitos de dispersão. Estes efeitos são:

- alargamento do pulso de saída em relação ao pulso de entrada

, por uma fator

$$\gamma_s/\gamma_e = \left(1 + \frac{\phi''^2}{4\beta^2}\right)^{1/2} \quad (2.34)$$

Quando o pulso de entrada já tiver uma VF esta equação se modifica como será mostrado no capítulo 4.b

-Produz uma varredurada de frequência com ϕ_s , no pulso de saída cujo sinal é oposto a ϕ'' :

$$C = - \frac{\phi''}{2\phi'^2} + 8\beta^2 \quad (2.35)$$

Analisaremos agora o efeito da dispersão em cada elemento presente na cavidade:

- materiais transparentes: solvente do absorvedor e amplificador, prismas, vidros etc.
- absorvedor saturável (DODCI) e amplificador (R-590).
- espelhos na cavidade.

1. Dispersão normal em materiais transparentes

A dispersão é normal na região onde o índice de refração aumenta com a frequência e a frequência de oscilação do laser não está perto da frequência de ressonância do elemento dispersivo.

Considerando a onda eletromagnética com sendo da forma $\exp[i(\omega t - k z)]$, após passar pelo elemento dispersivo de espessura L o desvio de fase será

$$\phi(\omega) = - \frac{\omega n(\omega) l_e}{c_0} \quad (2.36)$$

onde c_0 é a velocidade da luz no vácuo e $n(\omega)$ o índice de refração do material.

Então:

$$\phi'' = l_e \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right)$$

$$\phi'' = - \frac{l_e \lambda^3}{2\pi c_0^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} < 0$$

(2.1)

Neste caso $\delta\omega = -\phi'' t$ x cte será maior que zero, assim os elementos que apresentam dispersão normal sempre produzem uma varredura de frequência positiva.

11. Dispersão num meio absorvente:

Se considerarmos a frequência de transição centrada em ω com forma Lorentziana o índice de refração n a uma frequência ω é /28/,

$$n = n_0 + \frac{\pi}{2} (\omega_0 - \omega) \left(\frac{c_0}{\omega_0} \right) g(\omega_0 - \omega) k \quad (2.2)$$

onde n_0 = índice de refração do líquido onde o corante é dissolvido (no nosso caso utilizamos o etileno glicol)

ω_0 = frequência central de transição

k = coeficiente de absorção (+) e coeficiente de ganho (-) no pico da transição.

$$g(\omega - \omega_0) = \text{função Lorentziana} = \frac{2}{\pi \Delta\omega_0} \left\{ 1 + \left[2(\omega_0 - \omega) / \Delta\omega_0 \right]^2 \right\}^{-1}$$

e $\Delta\omega_0$ = largura de linha à meia altura.

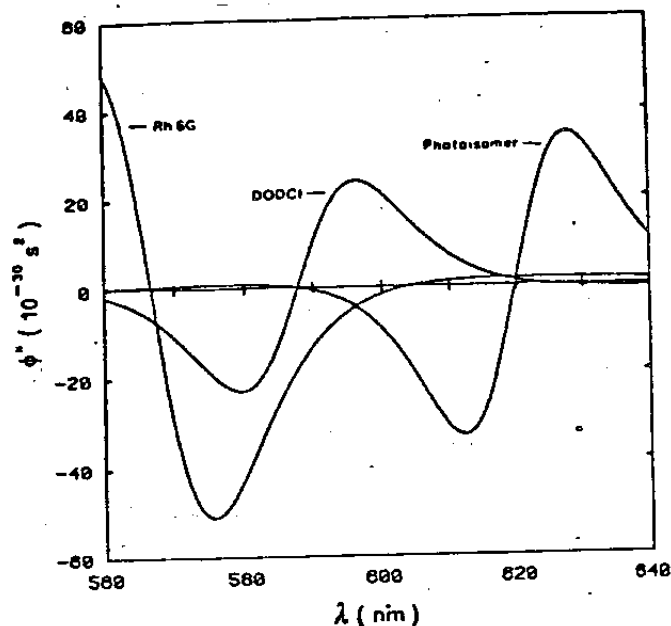


Figura 15 - Dispersão anômala versus comprimento de onda para Rodamina 6G, DODCI e seu fotoisômero. As três curvas foram obtidas usando os seguintes valores: 1) Rodamina 6G: $\omega_0 = 3,3 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ($\lambda = 567 \text{ nm}$), $\Delta\omega = 0,24 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ($\lambda = 41 \text{ nm}$) e $\alpha_0 L = -1$. 2) DODCI: $\omega_0 = 3,2 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ($\lambda = 588 \text{ nm}$), $\Delta\omega = 0,22 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ($\lambda = 41 \text{ nm}$), $\alpha_0 L = 0,4$. 3) Fotoisômero: $\omega_0 = 3 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ($\lambda = 6620 \text{ nm}$), $\Delta\omega = 0,18 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ($\lambda = 38 \text{ nm}$) e $\alpha_0 L = 0,4$ [28].

ϕ'' é obtido através da equação (2.36) /28/. Quando $\phi'' < 0$ resulta $\delta\omega > 0$, então um meio com dispersão anômala produz uma varredura de frequência positiva. A Figura 15 mostra que no comprimento de onda de interesse para o laser em CPM (590nm-630 nm) quem contribui para a dispersão anômala é o DODCl e seu fotoisômero /28/ as nesta faixa do espectro eles basicamente se anulam pois as contribuições têm sinais opostos, portanto este tipo de dispersão não é muito significativo apesar de não se ter certeza da quantidade de fotoisômeros gerados durante a operação do laser.

III. Espelhos

Nos espelhos dielétricos multicamadas cada camada é responsável por uma reflexão, assim a onda refletida é resultante da interferência destas múltiplas reflexões. Devido á essa interferência haverá um desvio na fase do coeficiente de reflexão complexo da onda que é refletida: $r(\omega) = |r(\omega)| \exp(i\varphi(\omega))$ /29/. Este desvio depende da frequência de oscilação do laser porque para cada frequência haverá uma defasagem diferente.

Neste tipo de espelho as camadas são consideradas como tendo índices de refração alternados em alto índice e baixo índice e como tendo espessura $\lambda_0/4$ onde ω_0 é a frequência de ressonância do meio. A dispersão material resultante das camadas é ignorada por ser insignificante em relação a dispersão causada pela interferência. Levando-se esses fatores em consideração obtêm-se a Figura 16 /28,29/ que relaciona R e ϕ'' em função de ω/ω_0 , onde

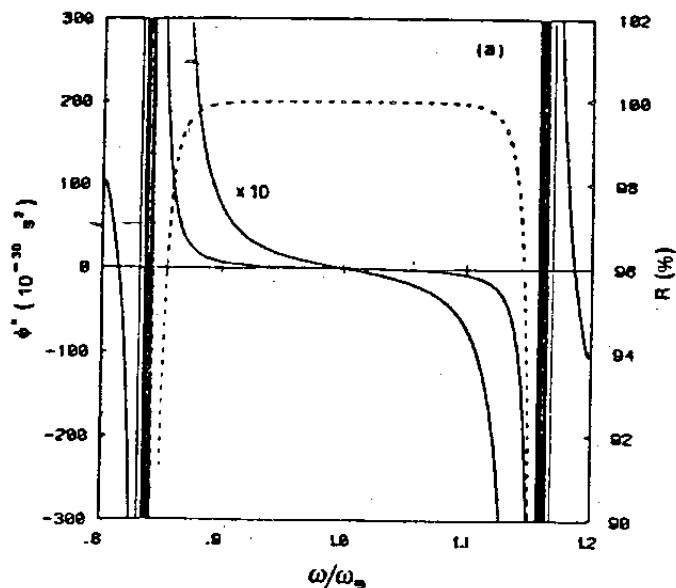


Figura 16 - Segunda derivada do desvio na fase versus ω/ω_0 . O espelho é feito de 23 camadas de alto ($n_h = 2,28$) e baixo ($n_b = 1,45$) índice de refração, todos com espessura óptica de $\lambda_0/4$ ($\omega_0 \lambda_0 = 2\pi$) /20/.

ω_0 é a frequência central do espelho. Quando $\omega_0 = \omega$, ou seja em ressonância com a frequência do laser, não haverá dispersão como era de se esperar, mas ela cresce rapidamente quando ω se afasta de ω_0 . O sinal da dispersão é determinado pela região da curva de refletividade em que se está trabalhando, se é na região do azul a dispersão é negativa, é positiva.

e.3. Automodulação de fase

A automodulação de fase ocorre devido a meios não lineares ($n=n(I)$). Esta modulação produz modificações espaciais, espectrais e temporais num pulso óptico induzido pela intensidade do próprio pulso ao se propagar através do meio não linear. Este assunto será melhor discutido na seção 4.a.

Quando um pulso com intensidade da ordem da intensidade de saturação passa através do absorvedor saturável, varia a densidade de população dos níveis de energia causando variação de k , equação 2.38, resultando numa variação significativa do índice de refração em função do tempo. Esta variação no índice de refração induz uma variação temporal na fase $\phi(t) = -\omega_0 n(t) l_e / c$.

Quando o pulso é unidirecional o índice de refração é obtido através da equação (2.38), onde a absorção (k) depende da intensidade luminosa devido à saturação da transição. Para uma largura de linha homogênea e um absorvedor lento,

$$K(t) = K_0 \exp[-E(t)/E_s]$$

onde, $E(t) = \int_{-\infty}^t I(t) dt$ = fluência de energia num tempo t .

$E_s = \frac{h\nu}{\sigma}$ = energia de saturação do absorvedor

K_0 = absorção não saturada.

Desta maneira a defasagem será:

$$\phi(t) = \phi_0 - \frac{\pi}{2} (\omega_0 - \omega) g(\omega_0 - \omega) l K(t)$$

onde, ω é a frequência central de oscilação, e, $\phi'' = -\omega_0 h_0 l K$,
é o desvio na fase da onda que viaja uma distância l , no jato de
etileno glicol. A frequência de radiação será desviada por:

$$\delta\omega = \frac{d\phi}{dt} = -cte \frac{dK}{dt} = cte \left[\frac{K_{antes\ do\ pulso} - K_{depois}}{\tau_p} \right]$$

onde

$$cte = \frac{\pi}{2} (\omega_0 - \omega) g(\omega_0 - \omega) l$$

τ_p = duração do pulso

Neste caso não foi levado em conta a AMF devido a não
linearidade do solvente. No capítulo 4 veremos que não se pode
desprezar esta contribuição quando se opera com altas energias de
pulso intracavidade ou com pulsos de pequenas durações.

Silvestri e al./28/ estimaram a automodulação de fase

pag. 46

no absorvedor saturável correspondente a ϕ'' , para $\lambda = 610\text{nm}$, como sendo $\phi'' = 36 \times 10^{-30} \text{s}^2$ a $\phi'' = 300 \times 10^{-30} \text{s}^2$.

Não foi levado em conta o efeito da AMF por parte do amplificador, porque como no amplificador não ocorre colisão de pulsos contrapropagantes e a área do foco do feixe incidente é grande, a saturação do amplificador é baixa.

CAPITULO 3

CARACTERÍSTICAS DE CONSTRUÇÃO E FUNCIONAMENTO DO LASER DE CORANTE EM REGIME DE PULSOS CONTRAPROPAGANTES (CPM)

Neste capítulo descrevemos as características de construção do laser e apresentamos os resultados obtidos.

A. DESCRIÇÃO DO LASER

a.1. Construção

Na Figura 6 esquematizamos a cavidade ressonante do laser CPM utilizada em nosso laboratório.

Nesta cavidade foram utilizados espelhos com filme dielétricos, com alta refletividade na faixa de 480 nm - 650 nm. O espelho M3 acopla o laser de bombeio (514 nm), por isso sua faixa é um pouco mais larga. M7 faz o acoplamento na saída e tem transmitância de 3%. Os espelhos M5, M6 e M7 são montados sobre suportes angulares Oriel modelo 1450, com resolução de 1" de arco. O alinhamento destes espelhos é bastante delicado portanto os suportes devem ter redução mecânica com maior resolução possível, como por exemplo o modelo Oriel 1770 com resolução mecânica de 0,2". Como o absorvedor deve ser mais saturado que o amplificador (seção 2b), os raios de curvatura de M1-M2 e M3-M4 são determinados pela exigência de se obter maior intensidade luminosa sobre o

absorvedor. Por esta razão M1-M2 tem raio de 5 cm e M3-M4, raio de 10 cm provendo uma intensidade luminosa no absorvedor quatro vezes maior que no amplificador. Estes espelhos foram montados sobre os suportes angulares do laser modelo 490 da Coherent Radiation /30/, os suportes são fixos rigidamente à mesa ótica de granito por meio de barras de alumínio. Os espelhos M2 e M4 possuem controle linear de posição que permite ajustar a distância entre M1-M2 e M3-M4, o ajuste linear de M2 e M4 é bastante delicado, porque além desta posição ser delicada e o deslocamento longitudinal ser feito com um parafuso com baixa resolução (28 fios/poleg.), ao deslocarmos o espelho ele muda de posição transversal exigindo reajuste angular para se recuperar o alinhamento. O suporte de M1 e M3 possuem ajuste grosso por não precisarmos mexer frequentemente com este alinhamento, já que podemos controlar este ajuste através de M2 e M4.

Os jatos de corante com DODCI (Iodato de Dietiloxadilcarbocianina) e R590 (rhodamina 590) fluem na direção horizontal. Ambos são montados sobre posicionadores XYZ, onde o posicionador do jato de DODCI tem resolução de $1\mu\text{m}$ e o da R590 tem resolução de $10\mu\text{m}$. Estes jatos formam um ângulo de Brewster em relação ao feixe, desta maneira as perdas são minimizadas. Os jatos de corante possuem um sistema de recirculação que além de esfriar a solução com corante, evitando assim distorções termoopticas, remove produtos desintegrados da área de geração. Duas bombas da Coherent Radiation modelo 490 /30/ são responsáveis pela recirculação do corante, foi necessário fazer três modificações nestes sistemas de recirculação para garantirmos a estabilidade no funcionamento

do laser. Adicionamos ao sistema de circulação do :

-DODCI, um tubo no qual circula água gelada com temperatura de 16°C a 19°C , que envolve num certo trecho a mangueira por onde passa a solução com corante, para assim evitar distorções termoopticas.

-DODCI e da R590, um amortecedor para atenuar flutuações de pressão evitando que os jatos oscilem. Quando o jato oscila sua posição muda e qualquer mudança na posição causa instabilidade podendo até interromper a oscilação da cavidade.

-DODCI e R590, um filtro para partículas maiores que $1\mu\text{m}$ para evitar entupimento do jato, principalmente no absorvedor onde o jato é bem mais fino ($50\mu\text{m}$) que no do amplificador ($0,3\text{ mm}$). Tiramos o filtro do amplificador por achar que apenas o filtro do sistema de recirculação já era o bastante para um bico de $0,3\text{ mm}$, ao fazermos isto percebemos uma forte instabilidade na oscilação do laser devido a variação na pressão, indicando que o filtro também ajuda a amortecer a pressão.

O bico que provoca o jato é um modelo standart da Coherent Radiation com espessura de $0,3\text{ mm}$. O jato do absorvedor deve ser bastante fino, da ordem do comprimento do pulso, para permitir a formação da grade transitória. Utilizamos um jato de $50\mu\text{m}$ obtido através da compressão do bico de $0,3\text{ mm}$, que nos foi cedido por Dr. C.V.Shank (Bell Labs). Por ser muito fino, qualquer partícula na solução, ou mesmo suspensa no ar, e arrastada pelo jato para o sistema de recirculação causando entupimento.

O jato do amplificador é bombeado pelo laser de Argônio da Spectra Physics modelo 170 que emite uma potência máxima de 8

W quando opera na linha verde (5145 Å). Como a intensidade de bombeio na solução contendo R590 é relativamente alta, 1,8 W a 5 W a recirculação da solução deve ser rápida para evitar super aquecimento.

a.2. Alinhamento

Um dos fatores de maior influência na estabilidade do laser em regime CPM é o alinhamento. Descreveremos a seguir como proceder para obter um alinhamento razoável.

Considerando que possuímos os elementos descritos na seção anterior mostraremos como começar a montar o laser. Partiremos dos princípios teóricos apresentados no capítulo II, onde foi deduzido que:

- A cavidade deve ser em forma de anel para que coexistam dois pulsos contrapropagantes.
- O amplificador é bombeado pelo laser de Argônio.
- A distância entre o absorvedor saturável (jato com solução de DODCl) e o amplificador (jato com solução de R590), deve ser igual a um quarto do perímetro da cavidade, para que os dois pulsos presenciem ganhos iguais, sendo igualmente amplificados.
- A intensidade luminosa que incide no absorvedor deve ser maior que no amplificador, para que o absorvedor sature mais facilmente, com isso o ganho supera as perdas e o pico do pulso é mais amplificado. Assim a seção reta do feixe incidente no jato, devido a focalização, deve ser menor que no amplificador e a distância entre os espelhos M1-M2 deve ser menor que a distância entre M3-M4.

É importante que os feixes incidam:

- Perpendicularmente ou formando pequenos ângulos em relação ao eixo óptico, porque os espelhos dielétricos disponíveis refletem mais quando o feixe incide desta maneira. Experimentalmente verificamos que esta condição é bastante flexível.
- No centro dos espelhos côncavos (eixo óptico), formando ângulos pequenos com este eixo para evitar astigmatismo e outras aberrações ópticas.
- No centro de todos os espelhos, pois nesta região os espelhos exibem mais corretamente as características especificadas pelo fabricante.

Após estas considerações, a montagem da cavidade segue o seguinte esquema:

- Montamos o sistema de jatos, o absorvedor com DODCl e o amplificador com R590.

i. Após especificarmos o perímetro da cavidade colocamos os jatos a uma distância $\delta = U/4$.

ii. Fazemos com que o feixe do laser de Argônio incida no jato com R590.

iii. Verificamos se o feixe incide no jato formando um ângulo de Brewster. Como neste ângulo a reflexão é mínima podemos verificar se o ângulo está correto girando o jato e vendo qual a posição em que a reflexão é mínima.

- Colocamos os outros espelhos (M5, M6 e M7) de tal maneira que o perímetro seja igual a $U = \delta \times 4$, dentro de ± 5 cm.

- Ajustamos os espelhos para que os feixes contrapropagantes incidam o mais próximo do eixo central

i. Ajustamos M4 para que o feixe incida no centro de M1.

ii. Através de ajustes angulares simultâneos em M5, M6 e M7, fazemos com que os feixes contrapropagantes se sobreponham nestes mesmos espelhos. Através de M5 e M6 fazemos com que os dois feixes se sobreponham em M7 e M6.

iii. Ajustamos M7 para que o feixe incida em M2.

- Verificamos os focos:

i. Deslocamos longitudinalmente o jato de R590 de tal maneira que o feixe preencha o espelho M1.

ii. Através do ajuste longitudinal de M4, fazemos com que o feixe refletido por M6 foque no jato de DODCI. Este é um dos ajustes mais delicados, porque além da posição ser crítica o suporte não tem boa precisão como comentamos anteriormente. Ao fazermos este ajuste o feixe que sai de M7 deve ter aproximadamente a seguinte forma, .

iii. Repetimos o procedimento de ii. com o feixe refletido por M2, só que para verificarmos se o alinhamento está razoável observamos se o feixe incidente em M6 tem a forma parecida com, .

Após seguir este procedimento, fazemos o ajuste fino e a partir daí a cavidade deve estar apta a oscilar.

Com o jato de DODCI desligado, alinhamos a cavidade até que comece a oscilar. Para otimizar o alinhamento minimizamos a potência de bombeio, e quando o limiar de oscilação corresponder a potência de aproximadamente 1 W o alinhamento está razoável. Como esta cavidade apresenta vários parâmetros de alinhamento variáveis, a única maneira de controlar facilmente o alinhamento é

através de otimização da potência de bombeio. Quando a potência de limiar estiver a mais baixa possível, consideramos que foi atingido o alinhamento essencial para o funcionamento do laser.

Uma vez alinhado este sistema, ligamos o jato do absorvedor.

1. Giramos o eixo do jato até alcançarmos o ângulo de Brewster, quando a reflexão é a menor possível.

2. Posicionar o jato exatamente no foco dos feixes refletidos por M1 e M2, movimentando o suporte do jato longitudinalmente. Se os focos não se sobrepõem, ajustamos lateralmente M4 até que isto ocorra.

3. Posicionamos o foco dos feixes o mais próximo possível do bico do jato para :

I. Evitar instabilidades. Ao longo do leque formado através do bico, o jato vai perdendo pressão e vai ficando mais fino que $50\text{ }\mu\text{m}$, tornando esta região vulnerável a vibrações externas ou mesmo correntes de ar presente na cavidade.

II. Para que haja maior aproveitamento da concentração de corrente, já que nesta região o jato é mais grosso. Este fator pode também ser controlado diminuindo a pressão.

4. Ao controlarmos a posição do foco no jato, devemos tomar cuidado para que o foco não incida nas várias rugas presentes no jato. Estas rugas surgem devido a pressão, partículas presentes no sistema de circulação e à própria estrutura do bico.

Após estes ajustes realizados anteriormente, a cavidade deveria oscilar no vermelho ao otimizarmos a posição do jato em relação ao foco, por meio do microposicionador XYZ no qual está

montado o jato. Nem sempre isto ocorre, sendo necessário um pequeno ajuste nos espelhos. Como o problema é ajustar o foco numa posição adequada, devemos ajustar inicialmente M1-M2, se isto não for suficiente, M3-M4. Se a cavidade ainda não oscilar no vermelho deve ser ajustado lateralmente M1-M2 e por último M3-M4. Este ajuste é extremamente delicado.

a.3. Corantes

Como descrito anteriormente na seção 2.d.2, os corantes desempenham um papel de extrema importância no regime CPM desde a escolha do corante ideal até os problemas devidos a concentração e tempo de vida médio. No caso da R590, como vimos na seção 2.d.2, a densidade de população depende da potência de bombeio, portanto a preocupação em relação à concentração é que não mais de 10% de potência seja transmitida, garantindo uma excitação homogênea das moléculas ao longo da espessura do jato. O tempo de vida é de aproximadamente 6 meses e ao longo deste tempo esta variação não causa instabilidade no pulso. Com o DODCI o caso é mais grave. Na seção 2.c vimos que a densidade de população, portanto a absorção, depende diretamente da concentração do DODCI

$$K = n_0 \sigma_a l_0$$

A seção reta de absorção (σ) é inerente ao corante e a espessura do jato (l_0) não pode variar consideravelmente. Concluímos então que alterações no ganho total da cavidade assim como no seu comportamento devem-se às variações na concentração do corante.

Utilizamos o DODCI fornecido pela Kodak e pela Exciton, prediluído em metanol e, posteriormente, misturado ao etilenoglicol, que atua como solvente. Em época quente, observamos que, num prazo de uma semana, o comportamento do laser variava consideravelmente. Em sete dias, a potência necessária para fazer o laser oscilar (P_L) passou de 2,5 W a 1,9 W. Como a cavidade não havia sido alterada e a R590 continuava a absorver 90%, resolvemos estudar o comportamento do DODCI.

O controle da concentração de DODCI foi feito através de um espectrômetro por foto-absorção. Diariamente medimos a absorção da solução no reservatório e, através dessa curva, obtínhamos a concentração. Apesar da concentração diminuir, o corante não perdia suas características e a curva de absorção mantinha a forma.

Após uma série de medidas constatamos que em dias quentes à temperatura de 28°C , a solução existente no reservatório diminuía em 30% ao dia, até chegar a um ponto onde ela se mantinha constante por um bom período. Verificamos que concentrações da ordem de 30×10^{-7} M/L chegam a descorar completamente num período de 2 dias, quando exposta à luz e a uma temperatura de $T = 28^{\circ}\text{C}$.

Para analisarmos a dependência da concentração com a temperatura preparamos uma concentração de $C = 38,6 \times 10^{-7}$ M/L, dividimos em três amostras, condicionadas em vidros escuros para eliminar o efeito de degradação por luminosidade, e bem lacrados para não entrar umidade. Pusemos uma amostra na geladeira à $T \approx 12^{\circ}\text{C}$, outra no congelador $T \approx 0^{\circ}\text{C}$ e outra ao lado do reservatório

do sistema de circulação $T = 27^{\circ}\text{C}$. Analizamos estas amostras após 22 dias. As amostras expostas à $T = 12^{\circ}\text{C}$ e $T = 0^{\circ}\text{C}$ tiveram sua concentração diminuída em 20% da concentração original, ou seja uma degradação de 1% ao dia. Este resultado coincide com o comportamento ótimo do corante especificado pelo fabricante. A temperatura ambiente ($T = 27^{\circ}\text{C}$) a concentração diminuiu 68,7%, ou seja quase 3% ao dia. Para a concentração ter um desempenho ótimo, segundo as especificações do fabricante, 1% ao dia, a solução deve permanecer constantemente à temperatura abaixo de 18°C .

A Figura 17 mostra o comportamento da potência de limiar em relação ao envelhecimento do corante. Vemos que esta região de limiar se comporta como se fosse diminuída a concentração, portanto o corante ao envelhecer não perde suas características.

a.4. Medição dos pulsos.

O único meio de detectar pulsos menores do que 500 fs, é através do sistema de autocorrelação por geração de segundo harmônico (AGSH). Este sistema é simples, apresenta baixo custo e tem uma boa resolução, até hoje demonstrada de 8 fs /1/. Este sistema não permite determinar unívocamente a forma do pulso curto consegue apenas inferir a sua duração supondo conhecido o seu perfil temporal /14/.

A partir do interferômetro de Michelson, Weber /31/ e Armstrong /32/ propuseram o esquema para a medida de autocorrelação reproduzido na Figura 18. O esquema consiste num interferômetro de Michelson com um braço móvel e na saída um cristal (KDP) gerador de segundo harmônico. O pulso incidente é dividido em

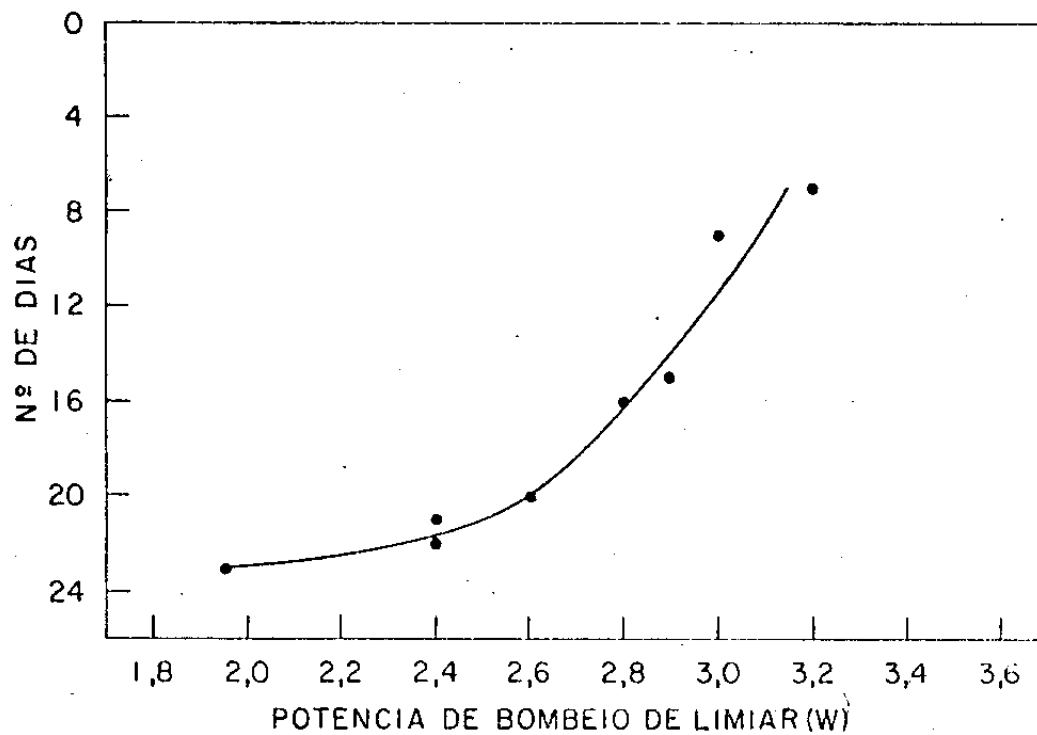


Figura 17 - Comportamento da potência de limiar em relação ao envelhecimento do corante.

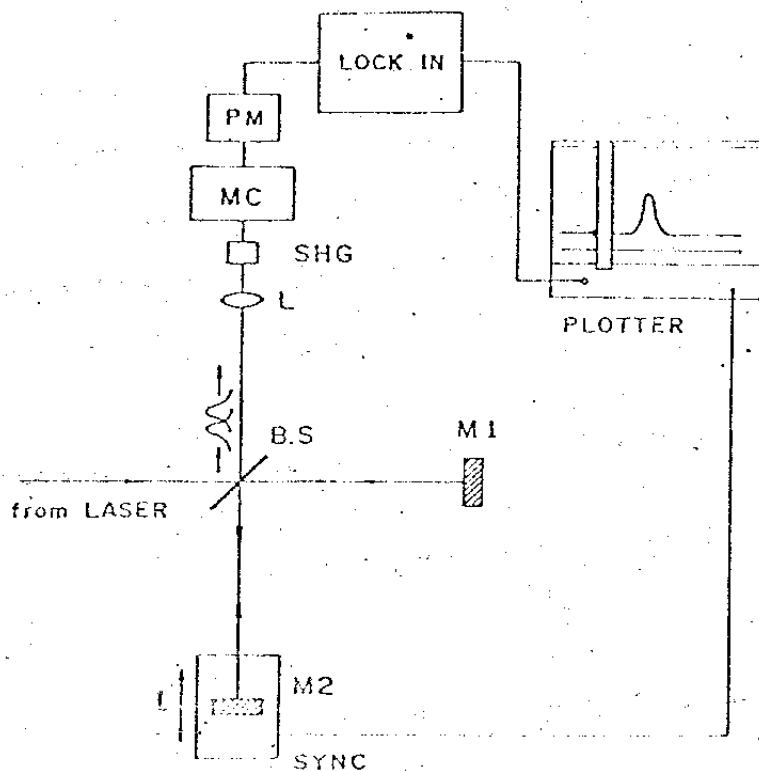


Figura 18 - Sistema para obtenção da função de autocorrelação por geração de segundo harmônico no cristal SHG.

dois através do divisor de feixes, percorrem um caminho $2l_1$ e $2l_2$, respectivamente, e incidem superpostos no cristal gerador de segundo harmônico. A superposição temporal do pulso sobre o cristal é controlada mecanicamente deslocando-se M1. A energia de segundo harmônico gerada é máxima quando $\Delta D = l_2 - l_1 = 0$ e vai decaindo à medida que $\Delta D = l_2 - l_1 \neq 0$. O perfil de intensidade de segundo harmônico obtido permite determinar o comprimento espacial do pulso e conhecida a velocidade da luz, obtemos sua duração.

No interferômetro de Michelson tradicional, ao variarmos um dos braços a intensidade da luz detectada é /31,14,15/

$$f(I) = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{G^{(1)}(\tau)}{G^{(1)}(0)} \right]$$

onde $G^{(1)}(\tau)$ é a função de autocorrelação do campo elétrico real $E(t)$,

$$G^{(1)}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)E(t+\tau)dt$$

Através do teorema de convolução /15/

$$G^{(1)}(\tau) = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{+\infty} i(\omega) \exp(j\omega\tau) d\omega$$

Portanto, por meio de medidas lineares com o interferômetro de Michelson só se pode obter a largura espectral $\Delta\omega$ e o comprimento de coerência, como vimos acima. A única informação a respeito da duração do pulso no interferômetro que podemos obter é que esta duração está limitada inferiormente por $\Delta\omega\Delta t > 2\pi k$. Devido a este fato utilizamos um cristal gerador de segundo harmônico (GSH) na saída do interferômetro de Michelson, porque desta maneira podem

ser obtidas medidas mais precisas sobre a duração do pulso . A função medida passa a ser /31,14,15,11/.

$$f(\tau) = A + \frac{2G^{(2)}(\tau)}{G^{(2)}(0)}$$

onde $G^{(2)}(\tau)$ é a função de correlação de segunda ordem,

$$G^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I(t+\tau) dt$$

e $A = 1$ para GSH mesmo com o fundo não nulo. Esta GSH é resultante de sistemas onde os feixes incidem colinearmente de tal maneira que há GSH quando apenas um feixe incide no cristal gerador. Para estes sistemas colineares $G(0)/G(\infty) = 1/3$ o que nos mostra a relação pico base do sinal medido. Quando $\Delta D > 2l$, os pulsos chegam separadamente ao cristal e há GSH para cada um deles separadamente ($G(0) = 1$). A medida que ΔD vai se aproximando de zero os pulsos vão se sobrepondo e há um pico na GSH devido a composição de cada pulso ($G(\infty)=3$). A Figura 19 mostra um pulso de 47 fs obtido através da autocorrelação por geração de segundo harmônico. Este tipo de medida relacionando pico base é útil no sentido de permitir uma avaliação da qualidade dos pulsos. Se a relação pico base for diferente de 3 indica algum problema que pode indicar um desalinhamento no sistema de medição ou mesmo no sistema laser.

O sistema utilizado para medição da duração do pulso gerado pela nossa cavidade esta esquematizado na Figura . . .

- O feixe emitido pelo laser passa por duas íris para que se

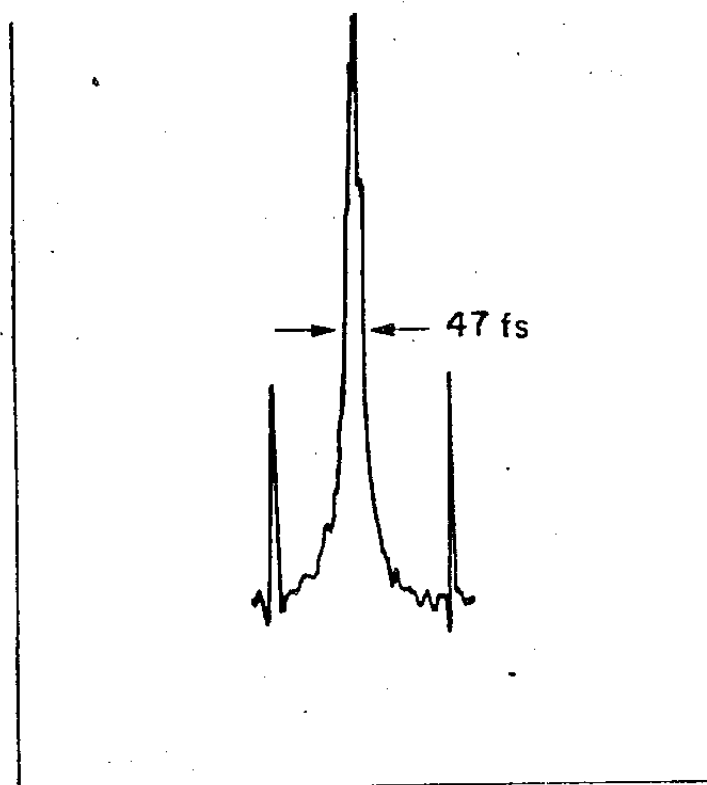


Figura 19 - Traco de autocorrelação obtido para o pulso de saída correspondente a uma integração sobre 10 pulsos. A largura do pulso, assumindo que sua forma seja a de uma secante hiperbólica, é $t = 47$ fs.

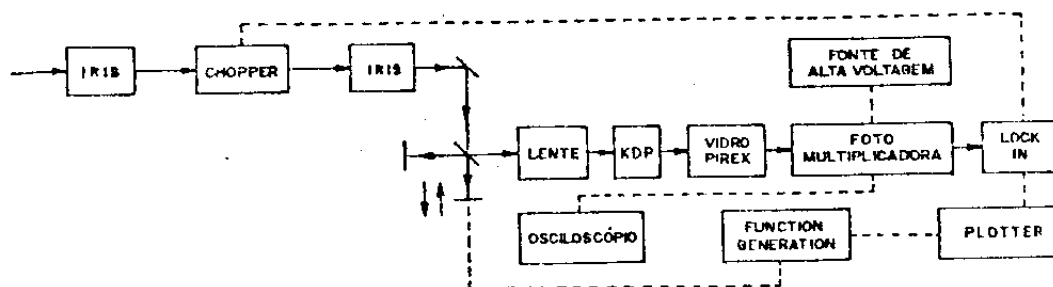


Figura 20 - Sistema para obtenção da função de autocorrelação por geração de segundo harmônico no cristal de KDP.

ja reduzida a realimentação de luz para dentro do laser desta maneira interferindo na oscilação. Observamos que quando há realimentação o laser opera de modo bastante instável.

- O espelho móvel tem como suporte um estágio de translação deslocado por um motor passo a passo e este deslocamento é controlado por um oscilador a uma frequência de 10 Hz.

- Utilizamos um cristal de KDP como gerador de segundo harmônico.

- Colocamos um filtro de vidro pirex na entrada da fotomultiplicadora para atenuar a energia do pulso, frequência 2w, e assim evitar saturação da fotomultiplicadora.

- O sinal da fotomultiplicadora é filtrado com um lock-in e traçado no graficador, desta maneira permitindo determinar o comprimento espacial do pulso e consequentemente sua duração.

Alguns cuidados importantes podem ser citados:

- alinhamento dos feixes para superposição completa.
- Manter o alinhamento quando se desloca o espelho móvel (GSH).
- Minimização do percurso óptico em material dispersivo que pode deformar pulsos muito curtos (femtosegundos).
- Uso de cristal GSH fino (aproximadamente 1 mm) /14/.

Para medir a autocorrelação por geração de segundo harmônico de maneira mais imediata, embora menos precisa, substituímos o estágio de translação fixando o espelho M1 num auto falante sincronizado com a varredura do osciloscópio (Figura 20).

Para ajudar no alinhamento da cavidade utilizamos um detector fotodiodo (PD-10-OptoEleronics), com tempo de subida de 30

ps. Este detector é ligado à gaveta de sampling do osciloscópio Tektronix 7904 (7S11/7T11) que tem tempo de subida de 25 ps. Apesar deste sistema não ter tempo de resposta capaz de resolver a duração do pulso emitido pelo laser, ele é útil para dar uma noção da estabilidade do sistema.

B.RESULTADOS.

b.1.Região de estabilidade.

A Figura 21 mostra o diagrama da região de estabilidade para o laser em regime CPM em diferentes situações, obtidos através da variação dos parâmetros que definem esta região. Estes parâmetros são:

- Concentração
- Potência do bombeio
- Perímetro da cavidade (U)
- Distância entre o absorvedor e o ganho (δ)

O diagrama de estabilidade apresentado na Figura foi obtido em cavidade com $U \neq \delta/4$, portanto os pulsos não são amplificados igualmente (secção 2.b.2). Esta Figura descreve o comportamento da oscilação ao variarmos a potência do bombeio em relação à concentração. A potência do bombeio define o ganho do amplificador (α_0) e a concentração do DODCI no absorvedor as perdas (k_0). Para obtermos esta Figura partimos da concentração zero e aumentamos passo a passo, uma certa concentração bem definida. Para cada acréscimo de concentração variamos a potência de bombeio e

analisamos os efeitos resultantes deste acréscimo. Regularmente fazíamos pequenos realinhamentos na cavidade minimizando a potência de limiar e garantindo assim um nível de alinhamento na cavidade que consideramos essencial.

A Figura 21 mostra a região de estabilidade obtida a partir da concentração zero até a concentração máxima na qual o laser de argônio consegue manter a cavidade oscilando. O círculo aberto representa a potência do bombeio do limiar onde a partir

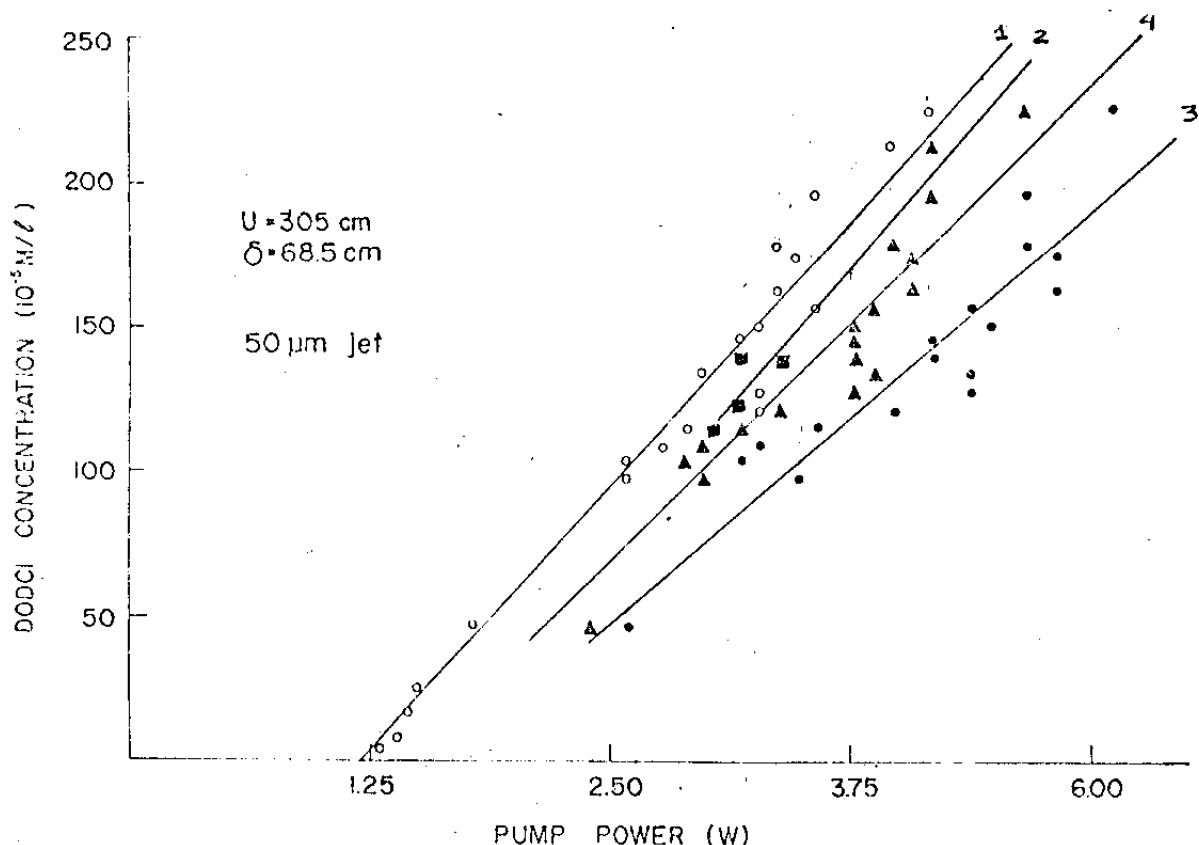


Figura 21 - Diagrama de estabilidade para o laser CPM. O círculo aberto corresponde ao limiar de oscilação, o quadrado à transição do regime CPM para o unidirecional, o círculo cheio à transição do regime unidirecional para o contínuo e o triângulo mostra o ponto onde a oscilação no regime unidirecional começa ao diminuirmos a potência de bombeio. Esta região entre o triângulo e o círculo cheio é biestável.

desta potência a cavidade começa a oscilar. O quadrado define a potência de bombeio máxima na qual o laser opera exclusivamente em regime CPM. O círculo cheio representa a potência máxima na qual o laser opera alternadamente em regime de CPM e em regime unidirecional. E o triângulo representa a potência na qual o laser volta a oscilar em regime CPM e unidirecional, quando a potência de bombeio é diminuída vindo do círculo cheio. O plano é dividido em cinco regiões através das linhas 1, 2, 3 e 4 onde:

até 1 = abaixo do limiar

1 - 2 = Vermelho, CPM

2 - 3 = unidirecional - vermelho, CPM

3 em diante = amarelo

3 - 4 = amarelo

a partir de 4 = unidirecional - vermelho.

Estas regiões mostradas na Figura 21, limitam diferentes oscilações.. Definiremos estas regiões fixando a concentração em por exemplo, $C = 125 \times 10^{-5}$ M/L, variando lentamente a potência de bombeio a partir de zero. Até alcançar 1 ($P = 3,4$ W) as perdas na cavidade são maiores que o ganho e o laser não oscila. De 1 até 2 o ganho supera as perdas e o laser oscila em regime CPM emitindo no vermelho (618 nm) pulsos com duração de femtosegundos. De 2 ($P = 3,6$ W) até 3 como $U = \delta/4$, um pulso é mais amplificado que o outro e o laser oscila alternadamente em regime CPM e em regime unidirecional, emitindo ainda pulsos no vermelho ($\lambda = 618$ nm) com duração de femtosegundos. Aumentando ainda mais a potência de bombeio a oscilação laser entra numa região biestável delimitada por 2 e 3. Nesta região o laser só oscila em regime

CPM se a potência de bombeio está sendo aumentada (vindo de 2 para 3), mas se a potência de bombeio está sendo diminuída vindo de 3, onde o laser emite continuamente no amarelo ($\lambda = 580 \text{ nm}$), até chegar em 4 o laser continuará a emitir continuamente. Se neste caso bloquearmos a cavidade momentaneamente o laser restituirá o regime CPM. Esta região apresenta uma histerese, que será discutida mais adiante.

Analisaremos agora qual o motivo que leva a cavidade a oscilar de diferentes maneiras em cada uma destas regiões, utilizando o modelo teórico exposto na seção 2.d.1

1 - até alcançar 1.

O laser começa a oscilar quando o ganho (g_0) for maior que as perdas (k_0):

$$g_0 \gg \alpha_0 - k_0 - \delta$$

Onde: α_0 = ganho para pequeno sinal

k_0 = absorção não saturada (proporcional à concentração de DODCI)

δ = perdas lineares, consideradas constantes.

Até a potência de bombeio alcançar 1 o ganho ainda é menor que as perdas na cavidade e o laser não oscila.

- 1 até 2.

A partir de 1 o ganho supera as perdas ($g_0 > 0$) e o laser oscila em regime CPM, onde a frente do pulso é atenuada no absorvedor e o pico amplificado em relação à cauda no amplificador, resultando num pulso vermelho ($\lambda = 613 \text{ nm}$) da ordem de 70

centosegundos. Nesta região o laser é estável e os pulsos têm uma boa estabilidade.

- 2 até 3

Quando a potência de bombeio atinge a linha 2 o laser oscila alternadamente em regime CPM e unidirecional. Neste caso a potência é relativamente alta em relação à região anterior, e um dos pulsos contrapropagantes é mais amplificado que o outro (Figura 2), comprometendo a ação da grade transiente, e como consequência o mecanismo de compressão.

Como analisado através da Figura 7, o pulso 1 demora $T_1 = (U - 2\delta)/c$ para chegar no amplificador e o pulso 2 demora $T_2 = 2\delta/c$. Como $\delta < U/4$, $T_1 > T_2$, portanto quando o pulso 1 chega ao amplificador o ganho vai estar mais recuperado do que quando o mesmo ocorre ao pulso 2. Logo os dois pulsos presenciam diferentes ganhos sendo o pulso 1 mais amplificado que o 2. Desta maneira o ganho da frente do pulso 1 se tornará maior que as perdas, antes que isto aconteça para o pulso 2. Neste momento a cavidade deixa de oscilar em regime CPM pois o pulso 1 sai da região de estabilidade antes do pulso 2. O pulso 2 será amplificado mais fortemente, já que não divide mais o ganho como o pulso 1, (que deixou de existir) mas ao mesmo tempo será aproximadamente três vezes mais absorvido que antes ao passar pelo absorvedor, já que não existe mais o efeito de dois pulsos colidirem. Portanto o ganho da frente do pulso 2 só excederá as perdas quando a potência de bombeio for maior que aquela necessária para fazer o pulso 1 sair da região de estabilidade. Neste intervalo entre o pulso 1 e 2 o laser oscila em regime unidirecional com apenas um pulso

circulando na cavidade. Como ainda há acoplamento de modos , a emissão ainda é no vermelho ($\lambda = 618 \text{ nm}$) e em pulsos com duração de femtosegundos. Os pulsos emitidos quando o laser opera em regime do CPM, são mais curtos do que os pulsos emitidos em regime unidirecional. Tipicamente 60 fs contra 170 fs.

- Direita do 3: Para esta potência do bombeio o ganho é bem maior que as perdas, com isso o mecanismo de compressão não atua. O absorvedor não consegue absorver a frente do pulso e o laser emite em modo contínuo com $\lambda = 577 \text{ nm}$ (amarelo).

Faremos a análise para um dos pulsos por conveniência, mas a análise cabe aos dois pulsos. Como a potência de bombeio é muito alta ($P = 1,3 \text{ W}$), a energia do pulso que incide no absorvedor também será alta ($E = 20 \text{ nJ}$). Como a energia de saturação do absorvedor é $E_s = 45 \text{ mJ/cm}^2$, uma parte mínima do pulso será o bastante para saturar o absorvedor e a frente do pulso não é atenuada. Ao passar através do ganho o pulso é novamente amplificado e o absorvedor mais uma vez não consegue atenuar a frente. Com isso os pulsos vão sendo continuamente alargados até chegar a um ponto em que o laser opera em regime contínuo de oscilação. Observamos no laboratório que para potências próximas da região do 3 o laser emite pulsos longos, da ordem de nanosegundos, e após um curto período o laser emite em modo contínuo. Nesta região o laser emite no amarelo ($\lambda = 577 \text{ nm}$).

Na Figura 21 vemos que para concentrações baixas do DOD-Cl, no nosso caso $C < 50 \times 10^{-5} \text{ M/L}$, o ganho sempre será maior que as perdas, e não há mecanismo de compressão e o laser oscila em regime contínuo. Tudo se passa como se não houvesse absor-

vedor presente na cavidade. O absorvedor operando com concentração baixa é equivalente a quando esta operando com energia de pulso muito maior que sua energia de saturação, a absorção esta saturada ($k \rightarrow 0$).

Se por sua vez a concentração for muito alta, no nosso caso $C > 250 \times 10^{-3} \text{ M/L}$, as perdas serão muito maiores que o ganho e o laser não consegue oscilar por falta de potência de bombeio. O limite para concentrações altas é estipulado pela potência de bombeio. Nosso laser emite até uma potência de bombeio máxima de $P_b = 6 \text{ W}$.

b.2. Histerese.

Quando diminuimos a potência vindo para 3, o laser não volta a emitir em regime de femtosegundos em 3. O laser só volta a operar neste regime quando a potência de bombeio for menor que a potência em 3, isto ocorre em 4. A Figura 22 mostra este fato. Nesta Figura variamos a potência de bombeio e para cada variação medimos o comprimento de onda e a duração equivalente do pulso.

Para potências altas o laser emite continuamente (à direita de 3). Nesta região de potência de bombeio o ganho e a absorção estão sendo continuamente saturados. Ao diminuirmos a potência de bombeio o laser não volta a emitir no vermelho na região 3, porque o ganho não consegue se recuperar, já que sua inversão de população está sendo escoada continuamente em forma de emissão no amarelo. Quando abaixamos a potência de bombeio o laser continua a emitir em regime contínuo até a potência de bom

beio chegar a um valor em que a perda exceda o ganho (em $\lambda = 577$ nm) e o laser para de oscilar. Quando isto ocorre, o ganho que esta sendo continuamente bombeado, se recupera e o laser oscila agora em regime de CPM emitindo pulsos de fentosegundos. O mesmo ocorre se bloquearmos momentaneamente a cavidade em qualquer ponto da região entre 3 e 4.

A Figura 22 mostra o comportamento do espectro de emissão do laser na região de histerese. Estes valores presentes na curva foram medidos através de um espectrômetro com resolução de 1 nm. Passamos um dos pulsos através do espectrômetro e variamos a potência de bombeio. Vemos que ao aumentarmos potência de bombeio até $P_b = 4,0$ W o laser emite no vermelho ($\lambda = 612$ nm, quando $4,0$ W $< P_b < 4,3$ W o laser emite alternadamente no vermelho e no amarelo ($\lambda = 573$ nm) e quando a potência de bombeio é maior que 4,3 W o laser recomeça a emitir alternadamente no vermelho e amarelo até a potência de bombeio chegar em $P_b = 3,0$ W, quando o laser volta a emitir apenas no vermelho.

O laser emite sempre na frequência que presencia menor perda na cavidade, ou seja, na frequência em que a diferença entre a emissão e a absorção da R590 e a absorção do DODCI apresentam um pico. A Figura 23 mostra de maneira esquemática o espectro de emissão e absorção da R590 e da absorção do DODCI. O espectro de emissão e absorção da R590 varia respectivamente com a potência de bombeio e a concentração, e o espectro de absorção de DODCI varia com a concentração. Na Figura 23 vemos que para baixas potência de bombeio a diferença entre a curva de emissão e a de absorção tende a formar um pico no vermelho (b), como esta é

a região de menor perda o laser oscila neste comprimento de onda ($\lambda=612$ nm). Ao aumentar a potência de bombeio (no nosso caso $P_B=4,0W$), vemos que a tendência é igualar o pico em 612nm com o pico em 578nm (c), desta maneira qualquer variação na potência de bombeio faz com que a emissão do laser passe do vermelho para o amarelo ou vice versa, facilmente. Ao aumentarmos a potência de bombeio ($P_B>4,3W$) observamos que o laser emite no vermelho em 578 nm, portanto supomos ue agora o pico ocorre neste comprimento de onda. Ao diminuirmos a potência de bombeio tudo se passa ao inverso e em diferentes limites de potência de bombeio, devido à saturação da transição pela emissão no amarelo, que ocorre até que o ganho no amarelo se torna menor que as perdas.

b.3. Geometria da cavidade.

Nas Figuras (24.a e 24.b) mostramos o diagrama de estabilidade para dois valores de perímetro diferentes.

Para variarmos o perímetro da cavidade deslocamos os espelhos M_5 e M_6 , e para variarmos δ deslocamos o sistema do absorvedor. Após qualquer mudança configuração da cavidade deve ser feito um realinhamento na visando obter a menor potência de limiar possível, desta maneira garantimos um nível mínimo de alinhamento. Deve-se procurar novamente o ângulo de Brewster e a posição dos focos.

Nestas medidas efetuadas para cavidades com diferentes δ 's e diferentes perímetros, as larguras, da região de estabilidade ($\Delta P = P_1 - P_3$) para $C = 150 \times 10^{-5}$ M/L são:

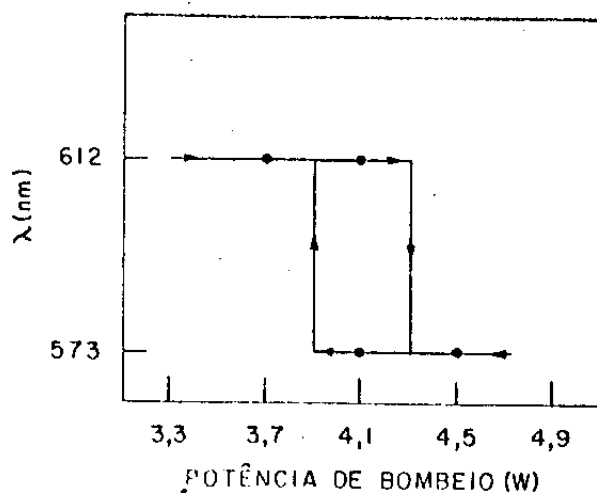


Figura 22 - Diagrama da histerese.

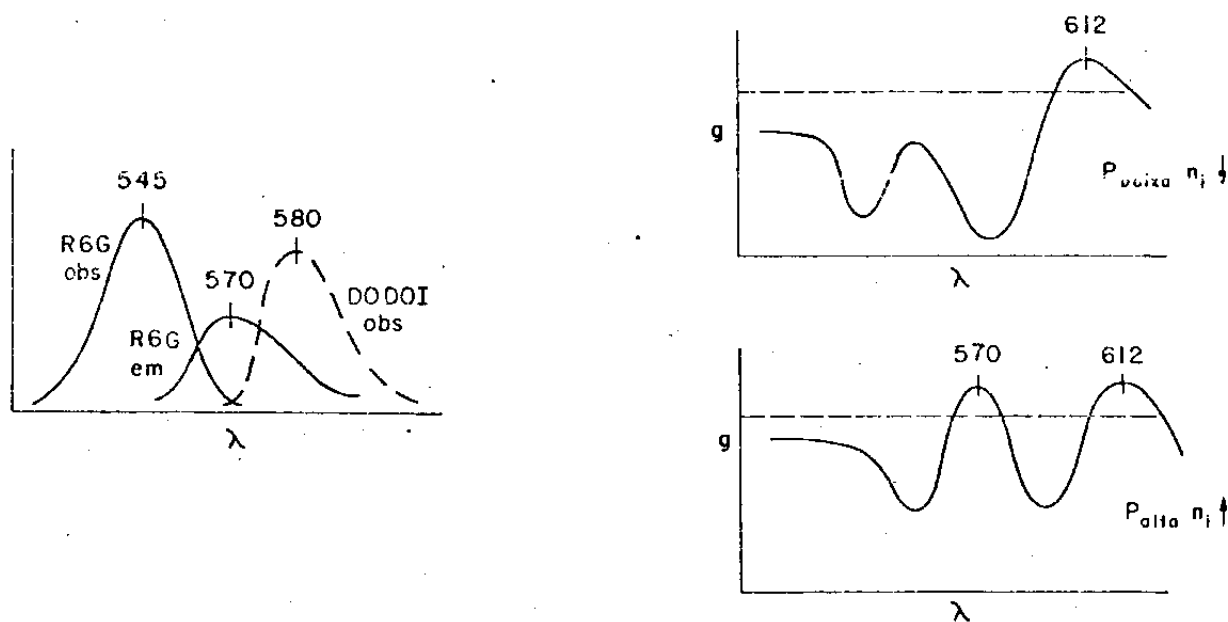


Figura 23 - Diagrama do comportamento da emissão e absorção da Rodamina 590 e da absorção do DODCI ao ser variada a potência de bombeio. Para baixas potências (a) o pico deve ocorrer no vermelho enquanto para altas potências (b) ele deve ocorrer no amarelo.

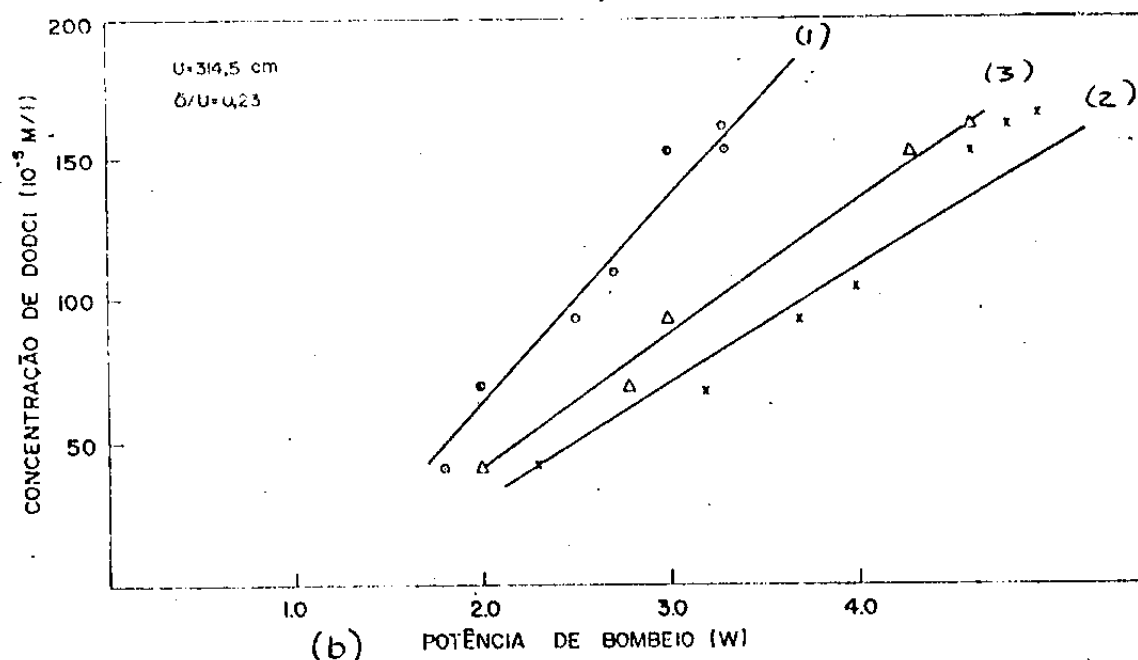
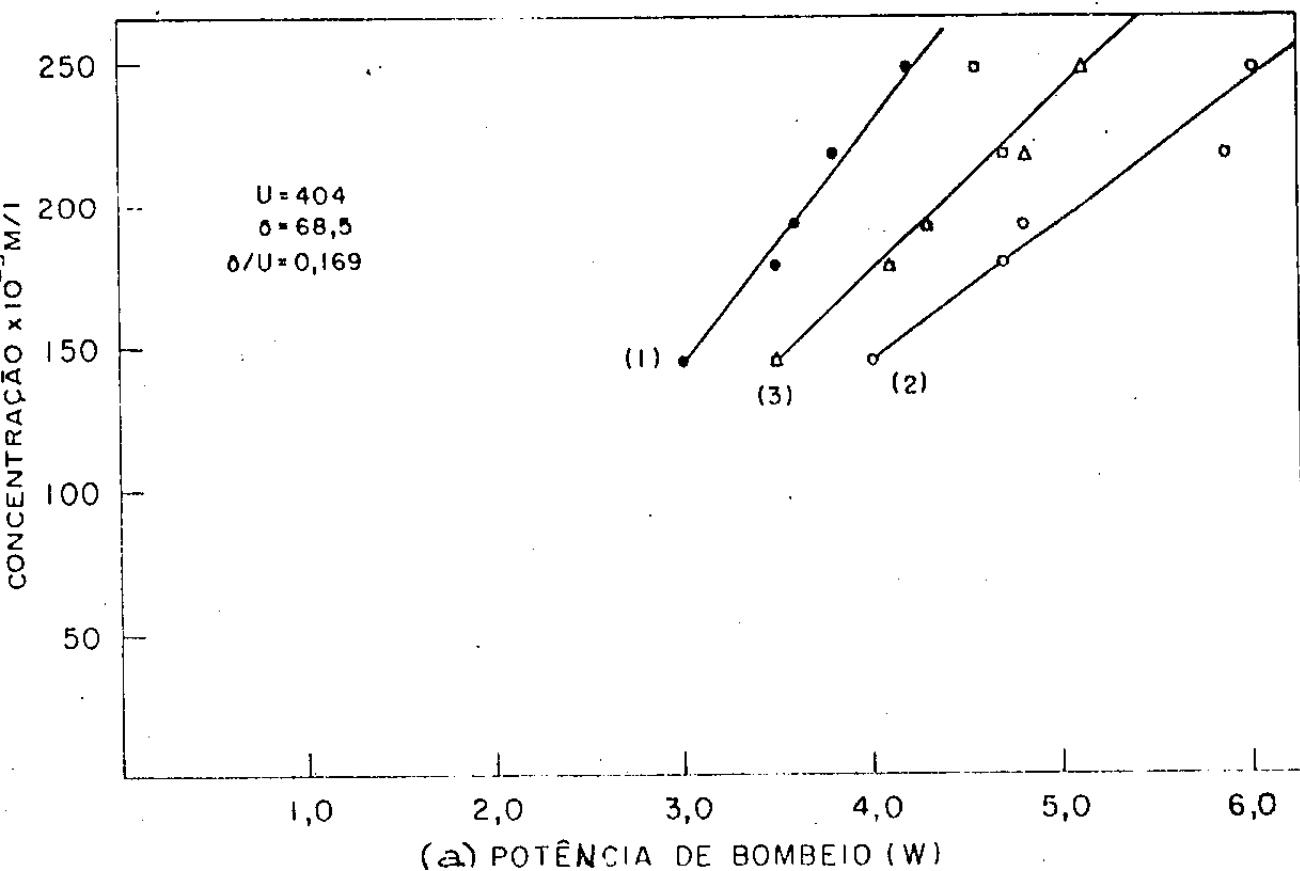


Figura 24 - Diagrama da estabilidade do laser CPM com (a) perímetro $U=404$ cm e $\delta/U=0,169$ e (b) $U=350$ cm e $\delta/U=0,224$. A linha 1 corresponde ao limiar de oscilação, a 2 à transição do regime CPM para o contínuo e a 3 o ponto onde o regime CPM recomeça ao ser diminuída a potência.

Tabela II- Largura da região de estabilidade para concentração de DODCI, $C=150 \times 10^{-5}$ M L.

Figura	U (cm)	δ (cm)	δ/U	P (W)
1	305	68,5	0,225	1,15
2	314,5	72,5	0,23	1,55
3	404	68,5	0,169	1,05

Analisaremos estes dados apresentados na tabela II, considerando que a inversão de população do amplificador não está saturada pelo bombeio. Adiante justificaremos esta consideração.

As Figuras (21 e 24) foram obtidas através de medidas da região de estabilidade para δ 's constante ($\delta = 68,5$ cm) e perímetros diferentes. Na tabela vemos que neste caso, quanto mais afastado de 0,25, mais fina a região de estabilidade. A região depende diretamente do mecanismo de compressão, este por sua vez depende do tempo de recuperação do amplificador entre dois pulsos sucessivos. Quanto mais diferentes forem os tempos de recuperação do ganho, mais acentuada a diferença na amplificação dos pulsos, que devido a este fato diminuem o efeito de grade transiente no absorvedor reduzindo o efeito do mecanismo de compressão e resultando numa região de estabilidade mais fina. Quando a amplificação dos pulsos contrapropagantes for igual,

$$T_1 = T_2 \quad \delta/U = 0,25$$

$$\text{onde } T_1 = (U - 2\delta) / c$$

$$T_2 = 2 \delta / c$$

O mecanismo de compressão não é prejudicado e a região de estabilidade é larga.

Podemos ver através da Tabela II que realmente a região de estabilidade diminui com o desvio do valor de $\delta/U = 0,25$.

Na $U = 350 \text{ cm}$ e $\delta/U = 0,224$; então :

$$T_1 = 5,6 \text{ ns}$$

$$T_2 = 4,56 \text{ ns}$$

$T_2 / T_1 = 0,814$. Neste caso o pulso 2 é 12,7 % mais amplificado que o pulso 1 e $\Delta P = 1,15 \text{ W}$. Na Figura 24 , $U = 404 \text{ cm}$ e $\delta/U = 0,169$, então .

$$T_1 = 8,9 \text{ ns}$$

$$T_2 = 4,56 \text{ ns}$$

$T_2 / T_1 = 0,512$. Neste caso o pulso 2 é 38,8 % mais amplificado que o pulso 1 e $\Delta P = 1,05 \text{ W}$.

b.4. Emissão simultânea em dois comprimentos de onda.

Na cavidade com perímetro $U = 314,5 \text{ cm}$ e $\delta/U = 0,23$; quando a potência de limiar era da ordem de $P = 2,9 \text{ W}$ o laser emitia cada um dos pulsos contrapropagantes em diferentes comprimentos de onda, o feixe do lado direito oscilando no vermelho ($\lambda = 614 \text{ nm}$) e o do lado esquerdo na cor de vinho ($\lambda = 638 \text{ nm}$).

Como $\delta/U = 0,25$, esta cavidade emitia inicialmente da mesma maneira que as outras vistas anteriormente, de $P = 1,8 \text{ W}$ a $1,9 \text{ W}$ o laser oscilava no vermelho emitindo pulsos de femtosegundos. De $P = 1,9 \text{ W}$ a $2,8 \text{ W}$ a cavidade oscilava em regime unidi-

recional, com apenas o pulso menos amplificado oscilando, emitindo pulsos com duração de fentosegundos. Mas quando $P = 2,9 \text{ W}$ emittia pulsos com diferentes comprimento de onda, um em 638 nm e outro em 614 nm.

Nesta cavidade o tempo de recuperação do ganho até a chegada do pulso 1 é de $T_1 = 5,7 \text{ ns}$ e do pulso 2 $T_2 = 4,8 \text{ ns}$. Como nos casos anteriores, um dos pulso é mais amplificado que o outro, só que neste caso a diferença entre o tempo de recuperação do ganho, para cada um dos pulsos, é menor que nos casos anteriores. Neste caso $T_2 / T_1 = 0,84$ e nos casos anteriores ($0,51 < T_2 / T_1 < 0,80$).

Uma hipótese para explicar este comportamento poderia ser a seguinte. Para altas potências de bombeio o pulso mais amplificado sai da região de estabilidade. Como apenas um pulso oscila na cavidade, este pulso passa a ser mais amplificado do que quando havia dois pulsos na cavidade. Já que o tempo de recuperação do ganho nesta cavidade é maior, este pulso pode saturar fortemente o fotoisômero de DODCI que por sua vez acumula bastante energia no nível superior. Com suficiente potência de bombeio a inversão de população acumulada supera as perdas, resultando em oscilação laser no comprimento de onda do pico de fluorescência do fotoisômero (640 nm). A saturação do fotoisômero é facilitada pois sua energia de saturação é menor que a do DODCI [11] ($E_s^{\text{FI}} = 0,1 \text{ nJ}$ $E_s^{\text{D}} = 0,2 \text{ nJ}$). Uma explicação completa deste comportamento só poderá ser realizada a partir de medidas mais sistemáticas, incluindo-se a avaliação da taxa de formação do fotoisômero, medida da fluorescência do DODCI, energia e duração do pulso em

638nm.

b.5. Saturação da inversão da população no amplificador.

Na cavidade com perímetro, $U = 404$ cm e $U = 314,5$ cm observamos que nas regiões delimitadas por potências de limiar muito altas ($P = 4,5$ W) o laser não oscilava em regime unidirecional e se o fazia, isto ocorria em intervalos longos. Este fato, a princípio contradiz a análise que fizemos anteriormente, porque se estas cavidades têm $\delta/U \neq 0,25$ os pulsos não são amplificados igualmente e o laser deveria oscilar em regime unidirecional. A diferença deste caso com os outros é que a potência de bombeio é muito mais alta. Se supomos que a potência de bombeio é alta o bastante para saturar a inversão de população no amplificador, a amplificação dos pulsos contrapropagantes independe do tempo de recuperação do ganho, pois o tempo de saturação da inversão a altas potências de bombeio é menor que o tempo de chegada no amplificador dos pulsos sucessivos. Na Figura 25 esquematizamos o comportamento da inversão para três valores de potência de bombeio diferentes, onde $P_1 < P_2 < P_3$. Quando a potência de bombeio for igual a P_1 a inversão não é saturada e um pulso é mais amplificado que o outro (Figura 25.a). Quando a potência de bombeio for igual a P_2 a inversão satura antes da chegada do pulso 1, mas não satura antes da chegada do pulso 2, portanto a inversão ainda depende do intervalo entre dois pulsos sucessivos e o feixe deve piscar em intervalos maiores que os anteriores, porque como a potência de bombeio é alta o pulso menos amplificado é mais amplificado do que o era na Figura 25.a, portanto demora mais para

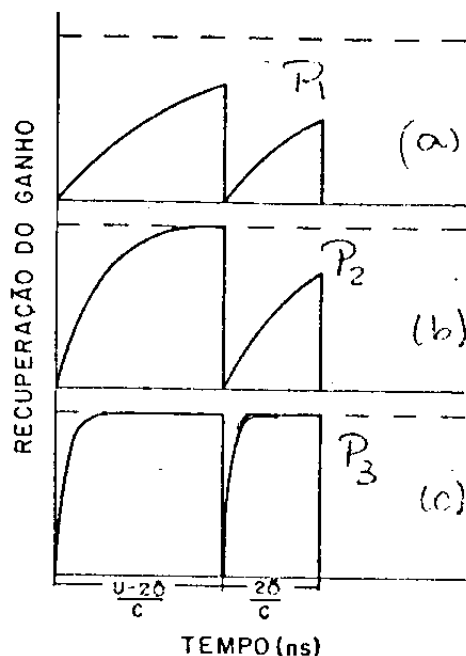


Figura 25 - Esquema da recuperação do ganho em relação ao tempo entre dois pulsos sucessivos. (a) Baixa potência de bombeio. (b) Potência alta é bastante para um dos pulsos saturar a inversão. (c) Potência suficientemente alta para que os dois pulsos saturam a inversão da população.

ser absorvido. Quando a potência de bombeio é igual a P_3 a inversão satura e a amplificação independe de T_1 e T_2 , tempo de recuperação do ganho entre os dois pulsos sucessivos, e o laser não oscila em regime unidirecional (Figura 25.c).

Através da equação de taxas para o bombeio podemos calcular a inversão da população no amplificador para diferentes dimensões da cavidade e ver para quais valores de potência de bombeio a cavidade se comporta como mostram as Figuras 25 a, b e c.

Conforme demonstrado por Migus et al. /30/, o tempo de recuperação efetivo τ' é dado em função do tempo de relaxação τ e da taxa de bombeio W por:

$$\tau' = \frac{\tau}{(1+W\tau)}$$

Através da razão da inversão de população de dois pulsos sucessivos.

$$\frac{n_1(t)}{n_2(t)} = n'(t) = \frac{[1 - \exp(-t_1/\tau)]}{[1 - \exp(-t_2/\tau)]}$$

onde t é o tempo de recuperação do amplificador entre dois pulsos sucessivos, podemos ter uma idéia do comportamento da inversão de população e assim prever o comportamento da amplificação de cada um dos pulsos contrapropagantes para diferentes dimensões da cavidade e diferentes potências de bombeio.

Quando a densidade de população encontrada pelo pulso 1, $n_1(t_1)$, for igual a densidade de população encontrada pelo pulso 2, $n_2(t)$, os dois pulsos serão igualmente amplificados e $n_2(t)/n_1(t) = 1$. Portanto para sabermos o comportamento da nossa cavi-

dade em diferentes situações de potência de bombeio e de dimensão da cavidade, iremos desenvolver um cálculo cujos valores, quando comparados com os valores experimentais, nos mostrarão as regiões onde o laser deve funcionar em regime CPM, unidirecional e contínuo.

-Cálculo de n_2/n_1 :

Na nossa cavidade o meio amplificador é a rodamina 590 com seção de emissão $\sigma = 0,8 \times 10^{-16}$ (510nm). O amplificador é bombeado através do laser de Argônio que emite em 5145 Å; este laser é focado no amplificador de tal maneira que o foco tenha uma área $A = 3 \times 10^{-6} \text{ cm}^2$. Portanto,

$$\omega = \frac{P}{A} \frac{\sigma}{\hbar\nu} = P \times 0,068376 \cdot 10^9$$

Podemos calcular a relação entre as densidades de população no nível superior encontradas pelos pulsos contrapropagantes ($n_2'(t_2)/n_1'(t_1)$) em cavidades diferentes através de,

$$M(t_2) = \frac{n_2'(t_2)}{n_1'(t_1)} = \frac{1 - \exp(-2\delta/\sigma)/\tau}{1 - \exp(-(\sigma - 2\delta)/\tau\sigma)}$$

e obter a Figura 26. $M(t_2) = n_2'(t_2)/n_1'(t_1)$ nos mostra quando a diferença entre a dimensão da cavidade, à medida que a potência de bombeio vai se aproximando da potência de saturação, vai deixando de ser importante na recuperação do ganho, ou seja, quando a amplificação do pulso vai deixando de depender de δ/U à medida

que aumentamos a potência de bombeio.

Através da figura 26 vemos que os diferentes modos de oscilação independem da dimensão da cavidade ou da potência de bombeio separadamente, mas sim da combinação entre estes dois parâmetros. Na cavidade B ($\delta/U = 0,23$) o laser começa a oscilar em regime unidirecional quando $P = 3,0$ W onde $M(t_{z1}) = 0,939$; em A ($\delta/U = 0,215$) isto ocorre quando $p = 3,5$ W onde $M(t_{z1}) = 0,930$ e em C ($\delta/U = 0,23$) $P = 2,0$ W onde $(t_{z1}) = 0,939$. A cavidade B para de piscar quando $P = 4$ W, na cavidade C o mesmo ocorre para $P = 3$ W, através de $M(t_{z1})$ supomos que na cavidade A o mesmo irá acontecer quando $P = 6,5$ W. Através da Figura 26 vemos que os diferentes modos de oscilação independem da dimensão da cavidade ou da potência de bombeio separadamente, mas sim da combinação entre estes dois parâmetros. Esta Figura mostra a curva da razão da amplificação em relação à potência de bombeio para quatro cavidades com dimensões diferentes. Vemos que para potência de bombeio baixa a dimensão da cavidade influencia fortemente na razão da amplificação dos pulsos contrapropagantes, à medida que aumentamos a potência de bombeio a razão da amplificação para as quatro cavidades vai se igualando, até que para $P = 20$ W elas são praticamente iguais. portanto o comportamento da oscilação na cavidade depende exclusivamente da $M(t_{z1})$, ou seja da recuperação do ganho encontrada por cada um dos pulsos contrapropagantes, e na região de baixas potências $M(t_{z1})$ não depende da potência de bombeio ou da dimensão da cavidade separadamente, e sim da ação combinada destes dois parâmetros.

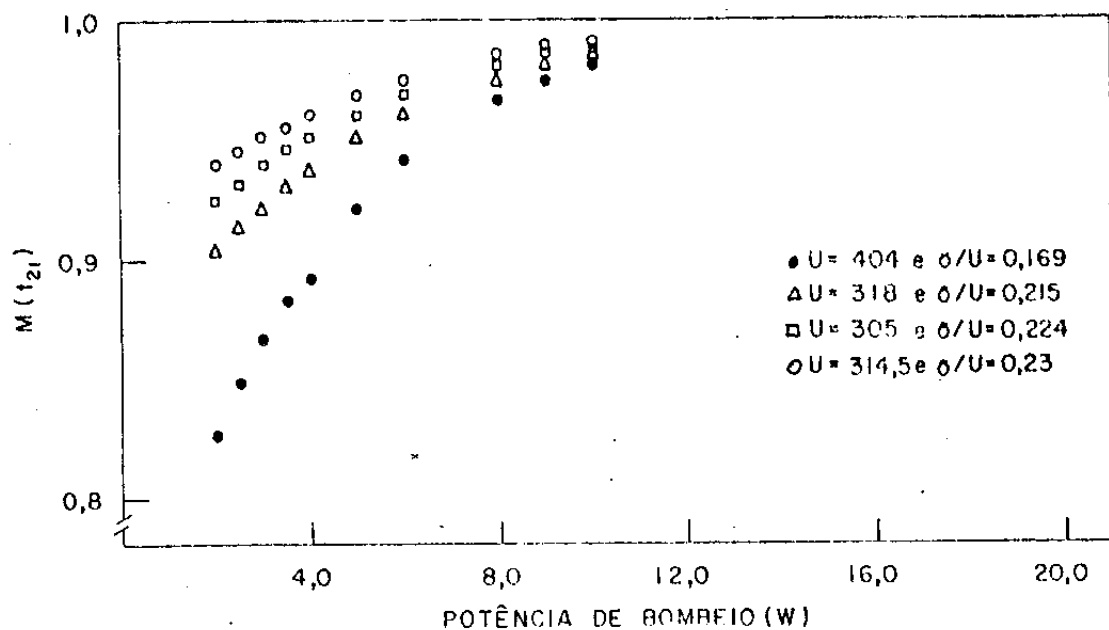


Figura 26 - Diagrama da razão de inversão de população vista por cada um dos pulsos contrapropagantes em função da potência de bombeio para cavidades com diferentes valores de perímetro e δ/U .

b.6. Potencia de saída e de bombeio.

A Figura 27 mostra a relação entre a potência de saída e a potência de bombeio. Como vimos nesta seção a potência de bombeio é limitada pela concentração através da região de estabilidade, quanto maior a concentração mais larga a região de operação da potência de bombeio. Numa cavidade com perímetro $U = \delta/4$, onde δ é a distância entre o absorvedor e o ganho, os dois pulsos são igualmente amplificados e a potência de saída aumenta em relação à potência de bombeio.

Como vimos anteriormente, numa cavidade onde $\delta \neq U/4$, os pulsos contrapropagantes não são igualmente amplificados, esta diferença é acentuada se aumentarmos a potência de bombeio. Desta maneira um dos pulsos será bem mais amplificado que o outro até que o ganho da frente deste pulso supere as perdas e o pulso pare de oscilar na cavidade (regime unidirecional). Verificamos que ao aumentarmos ainda mais a potência de bombeio, a recuperação do ganho satura e os pulsos voltam a ser igualmente amplificados.

Medimos a potência de saída através de um detetor de potência da Coherent Radiation 212.

A Figura foi obtida através da cavidade com perímetro $U = 404$ cm e $\delta/U = 0,164$. A concentração no absorvedor era de $C = 178 \times 10^{-5}$ M/l. Medimos a relação entre as potências de bombeio e de saída para cada um dos pulsos contrapropagantes. Chamamos de A o feixe correspondente ao pulso mais amplificado, e de B o correspondente ao pulso menos amplificado. Mostramos que nos dois casos a potência de saída aumenta com o bombeio até alcançar $P = 3,9$ W a partir desta potência a cavidade oscila em regime unidirecional,

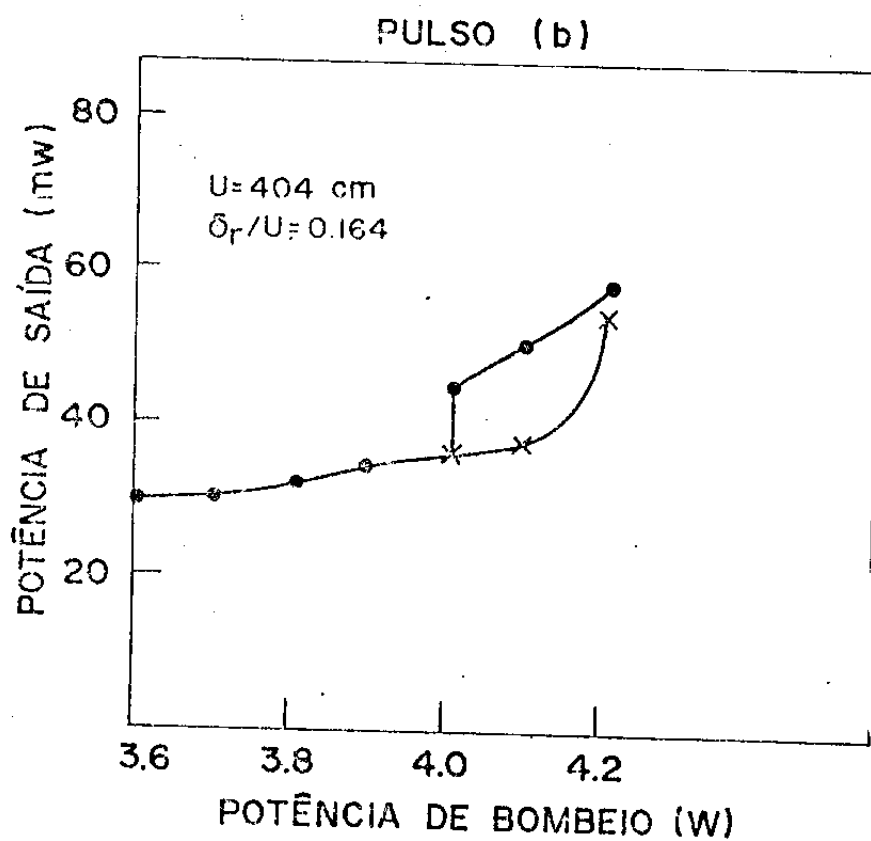
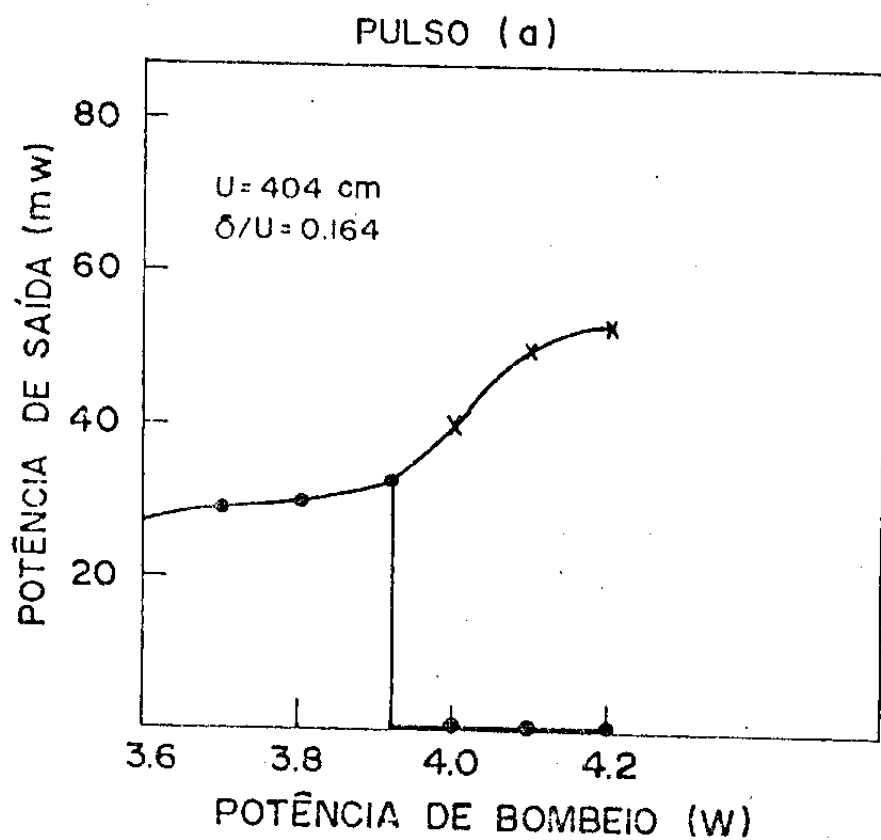


Figura 27 - Potência de saída de cada pulso contrapropagante em função da potência de bombeio. (a) Pulso mais amplificado. (b) Pulso menos amplificado.

com apenas o pulso menos amplificado (B) oscilando na cavidade. A partir de $P=4,2$ W o laser passa a oscilar em regime contínuo. Ao aumentarmos a potência de bombeio o pulso A presencia mais ganho que o B até chegar a um ponto ($P=3,9$ W) onde o ganho da frente do pulso A supera as perdas e o pulso sai da região de estabilidade, deixando de oscilar na cavidade. Devido a instabilidade na cavidade e à proximidade da região de regime CPM da região de regime unidirecional, a oscilação passa do regime unidirecional para o CPM alternadamente. Quando a cavidade está oscilando em regime unidirecional, o pulso A deixa de oscilar e com isso sua potência de saída cai para zero. Devido a este fato, o pulso B passa a ser fortemente amplificado, já que agora ele não divide o ganho com o pulso A, aumentando com isso sua potência. Quando a cavidade retorna ao regime CPM, o pulso A passa a ter maior potência de saída quando o laser oscila em regime CPM e os círculos cheios quando a cavidade oscila em regime unidirecional. Observamos que com o aumento do bombeio o pulso A permanece cada vez mais tempo sem oscilar. Ao atingir $P=4,2$ W o ganho da frente do pulso supera as perdas e a cavidade passa a oscilar em regime contínuo.

b.7. Efeitos na duração do pulso.

Discutiremos os resultados da medição que mostra a variação da duração do pulso devido a:

1. Duração do pulso
2. Concentração de DODCI no absorvedor
3. Potência de bombeio.

Nesta seção veremos que os menores pulsos já emitidos pelo laser em regime CPM foram obtidos por meio de um casamento perfeito entre 1, 2 e 3. Analisaremos cada um destes fatores separadamente.

b.7.1. Posição do jato em relação ao foco

A Figura 28 mostra a relação entre a posição do jato e a duração do pulso. Quanto mais perto estiver o jato do foco, maior a saturação do absorvedor, resultando num mecanismo de compressão mais eficiente, com isso numa menor duração do pulso. A curva apresentada na Figura 28 mostra que existe uma distância ótima na qual a duração do pulso apresenta um mínimo. Além disto a intensidade luminosa no absorvedor determina a quantidade de auto-modulação de fase (ver cap 4) que acontece aí e que contribui na compressão do pulso.

Para obtermos esta curva partimos de uma posição arbitrária do jato em relação ao foco e através do microposicionador, utilizado como suporte do jato, deslocamos o jato na direção do foco em ambos os sentidos. O jato foi deslocado em períodos de 0,002mm, e para cada um destes deslocamentos medimos a duração do pulso através da auto-correlação por geração de segundo harmônico com alto falante (seção 3.a.4). A cavidade tem perímetro de $U=404\text{cm}$ e $\delta/U=0,164$; a potência de bombeio é de $P=3,2\text{W}$ e a potência de saída $P=17\text{mW}$. A curva apresenta uma posição ótima do jato onde a duração é mínima. O mau alinhamento do jato em relação ao foco, o que implica em pouca energia disponível para saturar o absorvedor faz com que a duração do pulso varie em 216 fs. Para uma posi-

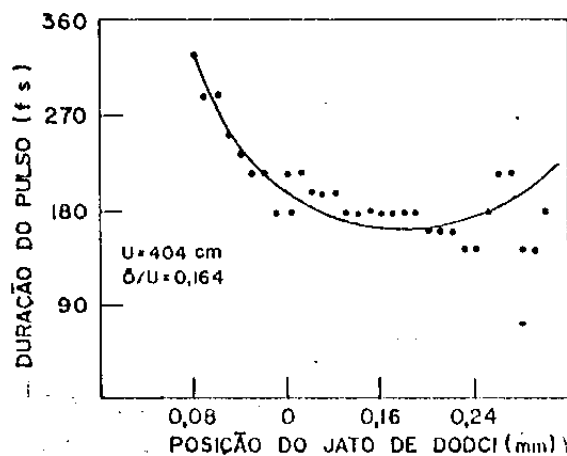


Figura 28 - Duração do pulso em função da posição do jato de DODCI (absorvedor saturável).

ção ótima a duração do pulso era de 140 fs, enquanto que para uma posição afastada do foco a duração era de quase 360 fs. Para a duração de 360 fs o jato estava afastado do foco de tal maneira que o laser estava oscilando no limiar do regime CPM e Unidirecional. Observamos que variando a posição do jato em relação ao foco o laser não deixa de operar em regime CPM e a potência de saída varia pouco.

b.7.2. Concentração de DODCI.

A Figura 29 mostra a relação entre a concentração de DODCI e a duração mínima do pulso para uma cavidade com perímetro $U=305\text{cm}$ e $\delta/U=0,224$.

Aumentamos passo a passo a concentração no reservatório do absorvedor. Para cada nova concentração variamos a potência de bombeio, medindo simultaneamente a duração do pulso e selecionamos a duração mínima. Verificamos que para uma certa faixa de concentração a duração apresenta um mínimo na duração do pulso. Este resultado contradiz a hipótese de Kuhlke /12/ de que a duração do pulso deveria diminuir com a potência de bombeio (seção 2.d).

b.7.3. Potência de bombeio.

A Figura 30 mostra a variação da duração do pulso com a potência de bombeio. A região de potência de bombeio, assim como a região de concentração são ambas limitadas pela região de estabilidade. A Figura 29 referente à cavidade discutida acima ($\delta/U=0,224$), mostra que se a região de estabilidade não limitasse a

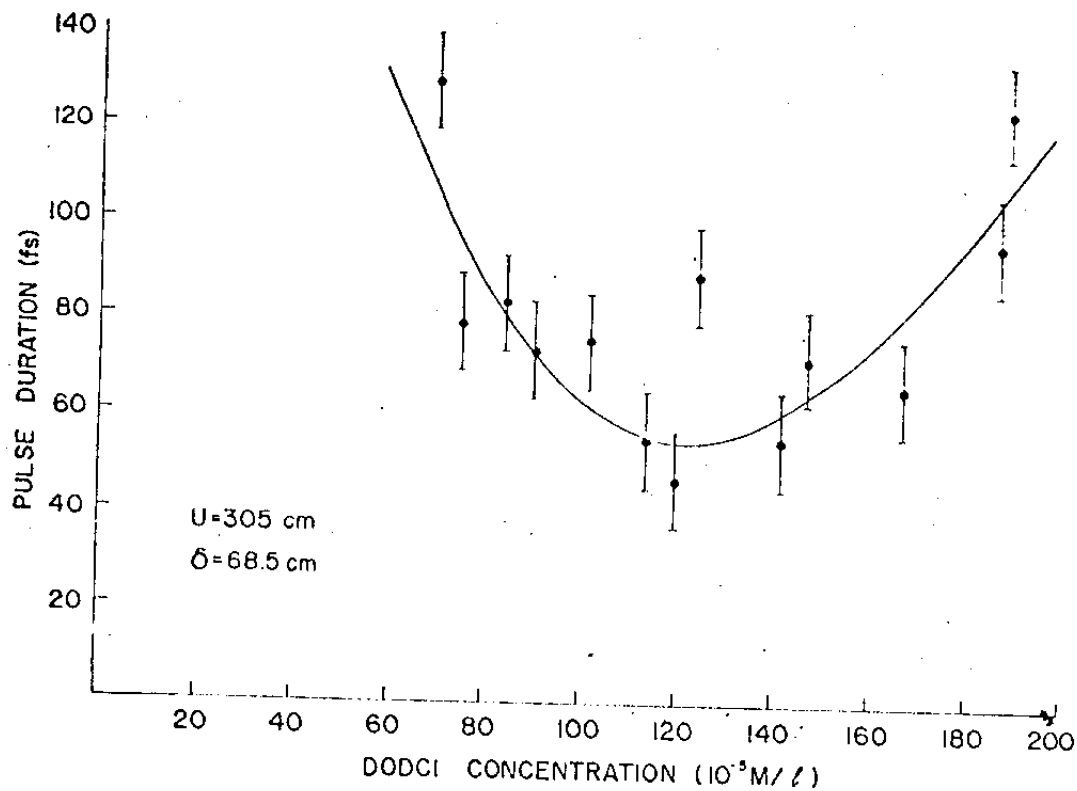


Figura 29 - Duração mínima do pulso em função da concentração do DODCI.

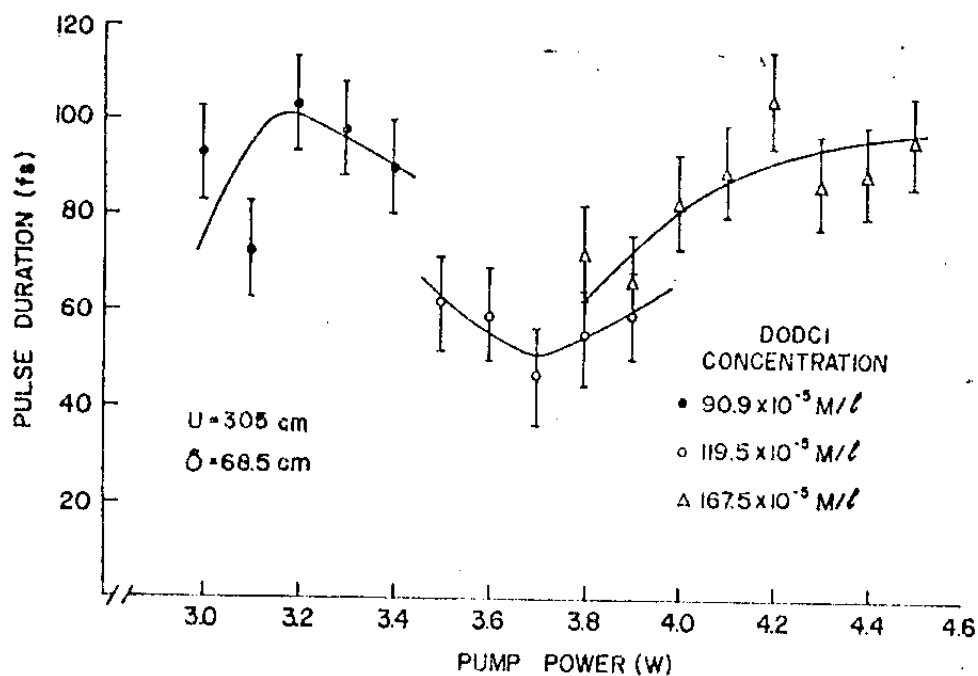


Figura 00 - Duração do pulso de saída como função da potência de bombeio para três valores de concentração de DODCI: $90,9 \times 10^{-5} \text{ M/l}$; $119,5 \times 10^{-5} \text{ M/l}$; $167,5 \times 10^{-5} \text{ M/l}$.

região de potência de bombeio as curvas relativas a concentração $C=90,9 \times 10^{-5}$ M/L e a $C=167,5 \times 10^{-5}$ M/L tenderiam a um ponto onde a duração do pulso apresenta um mínimo, na região de $3W < P < 3,4W$, contradizendo novamente a hipótese apresentada por Kuhlke et al./12/.

Estes mínimos na duração do pulso, obtidos através do ajuste da concentração com a potência de bombeio, os quais são limitados pela região de estabilidade, sugerem que além do ganho e da absorção saturada, outros efeitos devem influenciar no mecanismo de compressão durante a formação dos pulsos ultracurtos. Se a duração do pulso só dependesse da concentração e da potência de bombeio tenderiam a encurtar cada vez mais com o aumento da região de estabilidade, porque quanto maior esta região mais eficiente o mecanismo de compressão., como sugere Kuhlke et al./12/. Este efeito que atua na compressão do pulso fazendo com que sua duração apresente um mínimo para uma certa região de estabilidade é resultante do casamento entre os efeitos presentes na cavidade, onde os efeitos que geram varredura de frequência positiva compensam os efeitos que geram varredura de frequência negativa.

CAPÍTULO 4

ANÁLISE DOS RESULTADOS: COMPRESSÃO DO PULSO PELO BALANCEAMENTO DA DISPERSÃO NA CAVIDADE.

Conforme mostramos na seção anterior o pulso gerado em nossa cavidade apresenta um mínimo na duração para uma certa concentração e potência de bombeio. Este resultado não é concordante com as sugestões de alguns autores /11/. Segundo eles ao aumentarmos a região de estabilidade o mecanismo de compressão tem uma maior região de operação e o pulso deveria encurtar cada vez mais. Como isto não ocorre em nosso laser, sugerimos que além do mecanismo de compressão visto na seção 2.d.3 existe outro efeito na cavidade que faz com que este pulso seja mais comprimido para uma certa potência de bombeio e concentração.

Como mostraremos a seguir, esta duração mínima pode ser explicada como sendo resultante do casamento das varreduras de frequência induzidas pela dispersão e automodulação de fase dos elementos da cavidade.

a. AUTOMODULAÇÃO DE FASE

A automodulação de fase ocorre devido a meios não lineares ($n=n(I)$). O termo "auto" descreve as modificações espaciais,

temporais e espectrais de um pulso óptico induzidas pela sua própria intensidade ao se propagar através de um meio não linear. A automodulação de fase produz um alargamento espectral. Este efeito ocorre mais frequentemente quando se opera com pulsos ultracurtos devido à sua curta duração e alta intensidade.

Para intensidades altas o índice de refração pode ser uma função do campo elétrico. Desprezando efeitos transientes /35/

$$n = n_0 + n_2 \langle E^2 \rangle \quad (4.1)$$

onde

$$E = \frac{1}{2} E \exp(i\omega t) + cc \quad (4.2)$$

Se $n_2 > 0$ um feixe intenso produzirá um acréscimo no índice de refração de /35/.

$$\delta n(t) = n_2 E^2(t)$$

No domínio espectral ocorre um desvio na fase /35/.

$$\delta\phi = \delta k Z = \frac{\delta n \omega Z}{c} = \frac{n_2 E^2(t) \omega Z}{c} \quad (4.3)$$

que leva a uma varredura de frequência /35/.

$$\delta\omega = -\frac{d}{dt}(\delta\phi) = -\frac{\omega Z}{c} n_2 \frac{\partial}{\partial t}(E^2) \quad (4.4)$$

e a um coeficiente de varredura de frequência,

$$C = \frac{d\omega}{dt} = - \frac{d^2\phi(t)}{dt^2} = \frac{-\omega \epsilon n_2}{C} \frac{d^2(E^2)}{dt^2} \quad (4.5)$$

Se $n_1 > 0$ o desvio na fase é negativo na frente do pulso e positivo na cauda. Se $n_2 < 0$ ocorrerá o inverso, o desvio na fase é positivo na frente do pulso e negativo na cauda. No caso de um meio ressonante também ocorre a AMF devido à saturação da transição, como foi descrito na secção 2.e.3.

b. PROPAGAÇÃO DE PULSOS COM VARREDURA DE FREQUÊNCIA EM MEIOS DISPERSIVOS.

Se os pulsos com varredura de frequência se propagam em meios dispersivos, este meio pode alargar ou comprimir o pulso. Se por exemplo um pulso com $c > 0$ se propagar num meio material com dispersão normal $dn/d\omega > 0$ (maiores comprimentos de onda são mais rápidos) o pulso pode ser comprimido. O mesmo ocorre com pulsos $c < 0$ ao se propagarem num meio material com dispersão anômala $dn/d\omega < 0$ (menores comprimentos de onda são mais rápidos).

Nesta secção veremos a relação entre a duração do pulso que incide no meio dispersivo (T_i) e o que sai (T_s).

Considere um pulso gaussiano com varredura de frequência linear,

$$A_s(t) = A_o(t) \exp\left[-\left(\frac{\sqrt{\ln 2} t}{2 T_e}\right)^2\right] \exp\left[-j\left(\omega_0 t - \frac{\delta \omega t^2}{T_e}\right)\right] \quad (4.6)$$

onde ,
$$\phi(t) = \omega_0 t - \frac{\delta \omega t^2}{T_e} \quad (4.7)$$

então:

$$\omega(t) = \omega_0 - \frac{\delta\omega t}{T_e} \quad (4.8)$$

onde, $A(t)$ é a amplitude do pulso incidente antes de se propagar no meio dispersivo e T_e é a duração do pulso incidente. Após se propagar num meio dispersivo o pulso terá uma duração /6/

$$T_s = T_e \left[\left(1 - \frac{\xi \delta\omega}{T_e} \right)^2 + \left(\frac{2 \ln 2}{T_e^2} \right)^2 \right]^{1/2}$$

onde: $\xi = \frac{\lambda^3 L}{\pi c^2} n'' = -2 \phi''$

$$n'' = \frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2} \quad \text{Índice de refração}$$

L é o comprimento do meio dispersivo.

Portanto o pulso pode ser encurtado se $\delta\omega \xi > 0$ ($n'' > 0$ e $\delta\omega > 0$). A duração do pulso será mínima quando /6/,

$$T_{\min} = T_e \left(1 - \frac{\delta\omega T_e}{2 \ln 2} \right)^{-1/2}$$

para um comprimento, $\xi = \frac{-T_e}{\delta\omega [1 + (2 \ln 2 / \delta\omega T_e)^2]}$

Se $\delta\omega \xi < 0$ ($n'' > 0$ e $\delta\omega < 0$) a duração do pulso de saída será maior que a duração do pulso incidente.

Através de (4.8) podemos traçar uma curva esquemática da duração do pulso de saída em relação ao comprimento do meio dispersivo, Figura 31. Percebemos que para $\delta\omega \xi < 0$ a duração do pulso é alargada com o aumento do comprimento, e para $\delta\omega \xi > 0$ a duração

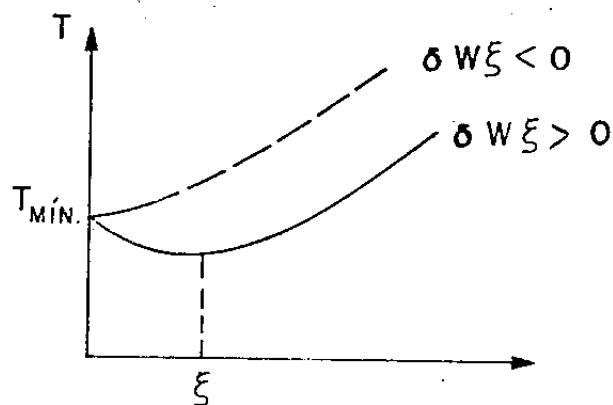


Figura 31 - Duração do pulso em função do comprimento do meio dispersivo. Para $\delta W \xi < 0$ a duração cresce com ξ e para $\delta W \xi > 0$ a curva apresenta um mínimo na duração.

pode ser reduzida, de acordo com o valor da dispersão.

c. BALANCEAMENTO DA DISPERSÃO.

Acreditamos que nosso pulso apresenta um mínimo na duração devido ao casamento das dispersões nos espelhos e a automodulação no absorvedor. Conforme discutido na seção 2.6.2, estes são os efeitos dispersivos presentes na cavidade que mais influenciam na duração do pulso, portanto os que geram maiores valores de varredura de frequência.

- Automodulação de fase devido a saturação do absorvedor. A medida que vai saturando o absorvedor seu índice de refração vai sendo alterado, o que causa um desvio na frequência central do pulso. A automodulação de fase é negativa e corresponde a $\phi'' = 36 \times 10^{-30} \text{ s}^2$.

- Dispersão da velocidade de grupo devido aos espelhos dielétricos que operam fora do centro da banda de reflexão. No nosso caso os espelhos têm a frequência central deslocada para o vermelho, como podemos ver através da Figura 16, este espelho induz uma varredura de frequência negativa que corresponde a $\phi'' = 240 \times 10^{-30} \text{ s}^2$.

O nosso laser opera numa frequência menor que a frequência central da largura de faixa do espelho. A Figura 16 mostra a curva de ϕ'' para espelhos com largura de banda equivalente àquela dos espelhos utilizados em nossa cavidade (480 nm - 650 nm). Através desta Figura vemos que $\phi'' > 0$ então $\dot{\omega} > 0$ e a varredura de frequência será menor que zero.

Como estes dois efeitos tem sinais iguais, as varreduras

de frequência não deveriam balancear e o pulso deveria alargar em vez de encurtar.

Com isso concluímos que a automodulação de fase deve induzir uma varredura de frequência maior que zero para que o pulso seja comprimido, já que os espelhos em nossa cavidade, como confirmamos acima têm varredura de frequência menor que zero. Para os cálculos de varredura de frequência /28/ só foi considerada a automodulação de fase devido a saturação da absorção, não foi levado em conta o efeito do solvente.

Como a energia do pulso intracavidade é alta sugerimos que não devemos desprezar o efeito não linear do solvente: $n=n(I)$. Portanto o absorvedor saturável deve contribuir para a automodulação de fase com a absorção saturável e a não linearidade do solvente.

Consideraremos o efeito conjunto da amf no absorvedor devido à transição ressonante e a não linearidade do solvente. Faremos esta análise para pulsos incidentes no absorvedor com diferentes energias e durações. Veremos que os resultados confirmam nossa hipótese de que, para uma certa região de potência de bombeio nossa cavidade apresenta uma duração mínima, porque nesta região a VF resultante da não linearidade do solvente e da transição ressonante compensam a VF pela DVG nos espelhos.

Consideraremos o pulso como sendo gaussiano para simplificar os cálculos:

$$I(t) = I_0 \exp\left[-(4lu_2)t^2/\tau^2\right]$$

Ao atravessar o absorvedor o pulso terá um desvio na fase ,

$$\phi(t) = - \frac{\omega L}{c} n(t) = - \frac{\omega L}{c} (n_s + n_{tr})$$

As contribuições da transição ressonante e da não linearidade do solvente para o índice de refração são:

- Transição ressonante a uma frequência ω /11/

$$n_r = \frac{\mathcal{I}}{2} (\omega_0 - \omega) \left(c / \omega_0 \right) \delta(\omega_0 - \omega) K$$

onde, $\mathcal{I}(\omega - \omega_0) = \frac{2}{|\mathcal{I} \Delta \omega_0|^2 + \frac{(2(\omega_0 - \omega))^2}{\Delta \omega_0}}$ é a forma da linha Lorentziana.

ω_0 = frequência central

$\Delta \omega_0$ = largura de linha

N

K = coeficiente de absorção saturada = $k_0 \exp \left[- \int_{-\infty}^t \frac{\mathcal{I}(t)}{E_s} dt \right]$

$E_s = h\nu / \sigma$ = densidade de saturação

- Não Linearidade do solvente:

$$n_s = n_2 \mathcal{I}$$

onde n é o índice de refração não linear.

Desta maneira o desvio na fase do pulso após atravessar o absorvedor será,

$$\phi(t) = - \frac{n_2 \omega L}{c} I(t) - G(\omega) \frac{\omega L}{c} K(t)$$

onde

$$G(\omega) = \frac{\pi}{2} (\omega_0 - \omega) \left(\frac{c}{\omega_0} \right) g(\omega_0 - \omega)$$

Nesta equação não consideramos o efeito dispersivo do jato porque um pulso com largura temporal de 50 fs ao passar através de um jato de etileno glicol com espessura de $100 \mu\text{m}$ sofre uma variação temporal de apenas 0,01% /34/. Não consideramos também os efeitos do absorvedor sobre a intensidade do pulso $I(t)$.

O desvio na frequência ω devido a estas não linearidades pode ser obtido através de $\delta\omega = d\phi/dt$.

$$\delta\omega = - \frac{n_2 \omega L}{c} \frac{dI}{dt} - G(\omega) \frac{\omega L}{c} \frac{dK(t)}{dt}$$

O desvio na frequência para um pulso gaussiano (g) ao atravessar o absorvedor será:

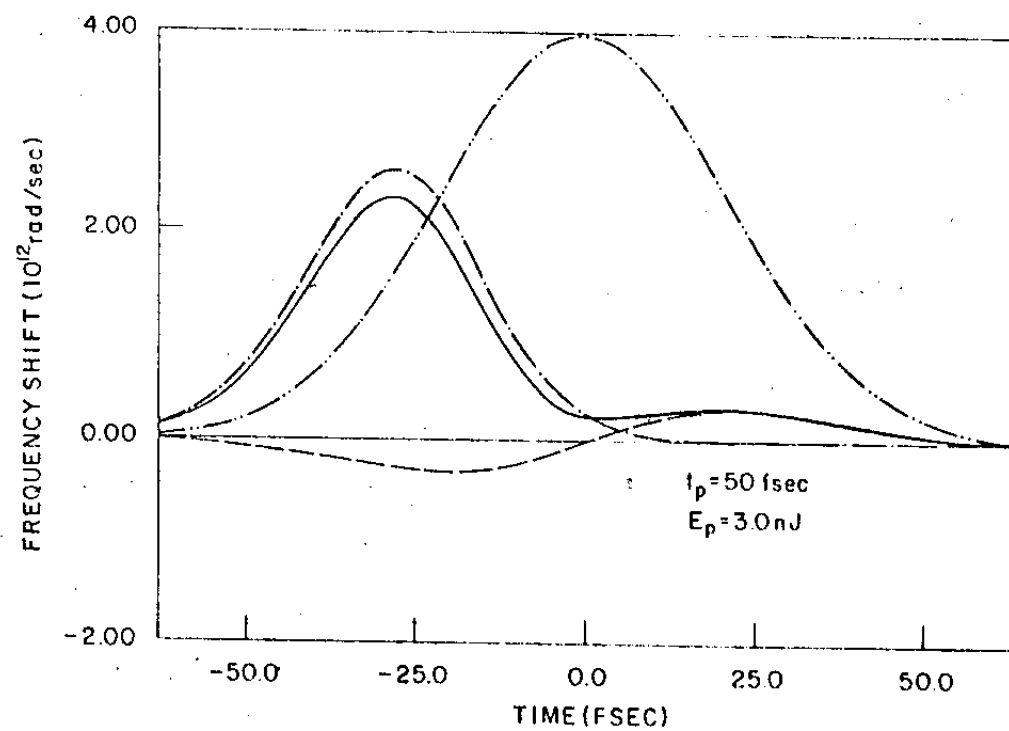
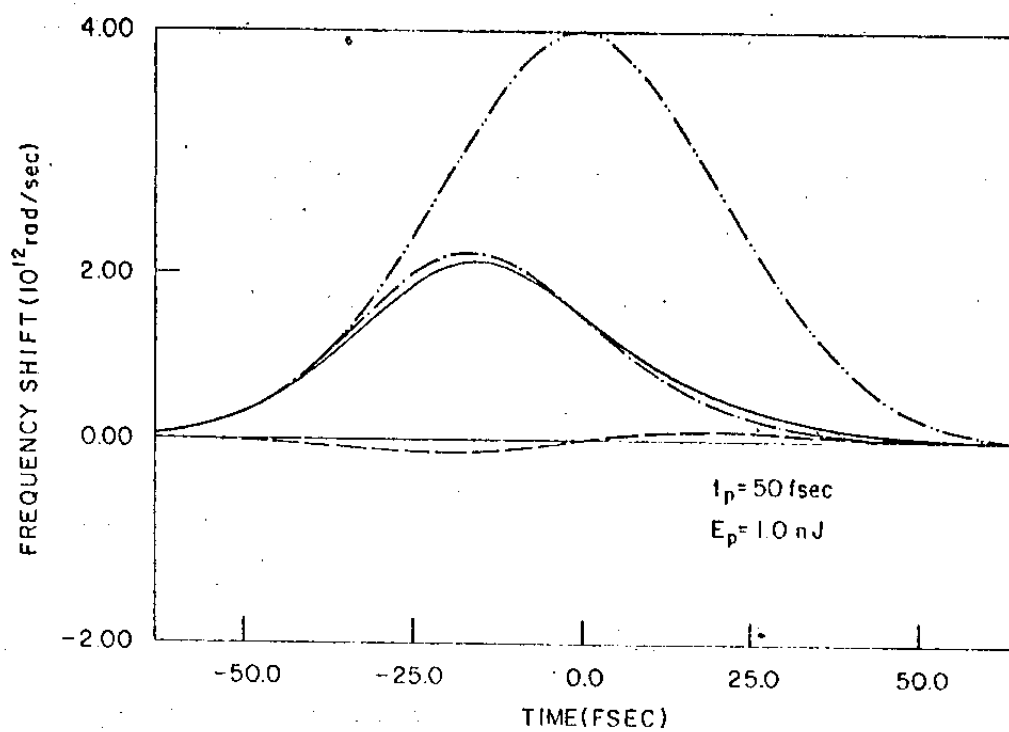
$$\delta\omega_g = \frac{2\pi L}{\lambda} \left\{ \frac{5,23 n_2 E_0}{\tau^3} + \exp\left[(-4\ln 2) \frac{t^2}{\tau^2}\right] + \frac{0,94 K_0 E_0}{E_s \tau} G(\omega) \exp\left[-(-4\ln 2) \frac{t^2}{\tau^2} - \frac{E t}{E_s}\right] \right\}$$

onde, $E(t) = \int_{-\infty}^t I(t) dt$

A superposição dos pulsos contrapropagantes no jato do absorvedor

aumenta em três vezes a densidade de energia /13/, para levar em conta este efeito em nossos cálculos consideramos a energia de saturação três vezes menor /13/

A Figura 32 mostra o desvio de frequência instantâneo obtido através da equação (4.17). Para obtermos estas curvas fixamos a duração do pulso em 50 fs e consideramos a energia do pulso incidente no absorvedor $E = 1$ nJ, 3nJ e 15 nJ. Os valores usados para o cálculo são os mostrados na Tabela III. O coeficiente de saturação $\gamma = E_0/E_s$ correspondente a cada uma destas energias é respectivamente 2,57; 7,64 e 38,1. Na Figura 32.a vemos que para pulsos incidentes no absorvedor com energia baixa a VF predominante no centro do pulso é negativa. Esta VF é gerada pela transição ressonante. Para energias desta ordem a contribuição do índice de refração não linear do solvente é desprezível. Em /12,6/, Kulke et al. desprezaram a contribuição do solvente na VF porque o laser utilizado por eles tinha energia do pulso de 1 nJ a / nJ, e para esta energia podemos ver nas Figuras 32a e 32b que a contribuição deste termo é pequena. Ao aumentarmos a energia do pulso incidente no absorvedor (Figura 32c), observamos que a varredura de frequência resultante da contribuição do meio não linear do solvente (n_2) aumenta. Para esta energia a VF gerada através do solvente se torna predominante no centro do pulso. A VF gerada pelo solvente, como vemos na Figura 32c, é positiva, portanto o centro do pulso agora tem VF positiva. Analizando a evolução do coeficiente instantâneo da VF $c = d^2\phi(t)/dt^2$, observamos claramente esta mudança de sinal no centro do pulso. Na Figura 33 mos-



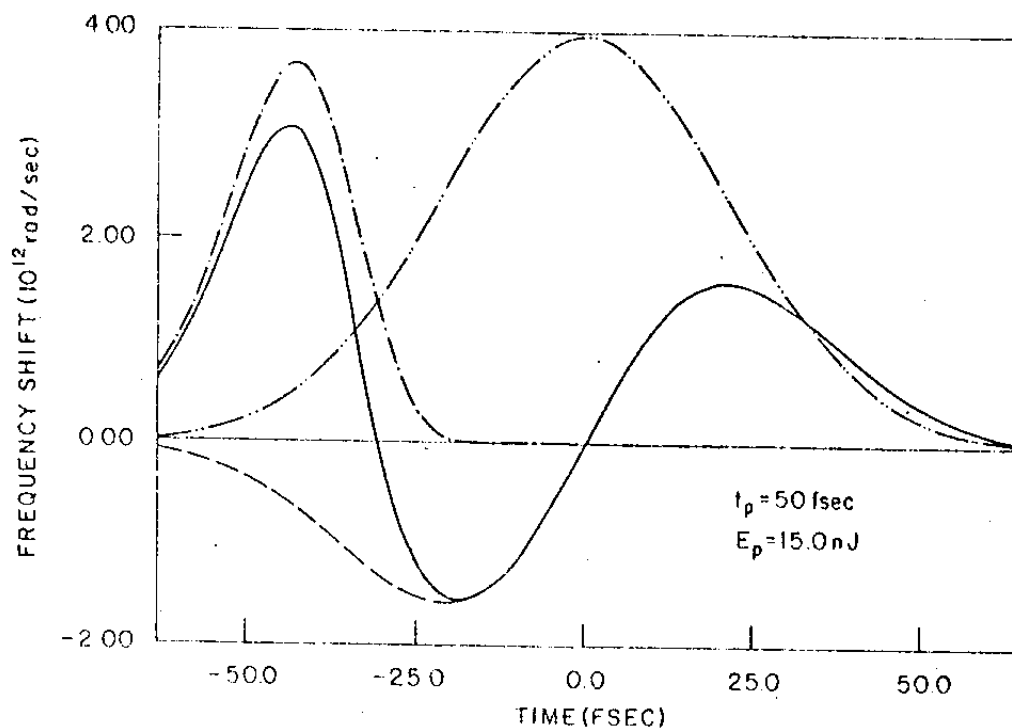


Figura 32 - Deslocamento instantâneo da frequência ao longo do pulso causado pela saturação do absorvedor (linha traço-ponto) e pelo índice não linear do solvente (linha pontilhada). O deslocamento resultante é mostrado pela linha cheia. O perfil do pulso de entrada é mostrado para referência (linha traço-dois pontos). A energia do pulso é 1,0 nJ (a); 3,0 nJ (b) e 15,0 nJ (c). A duração do pulso é 50 ns em todos os casos.

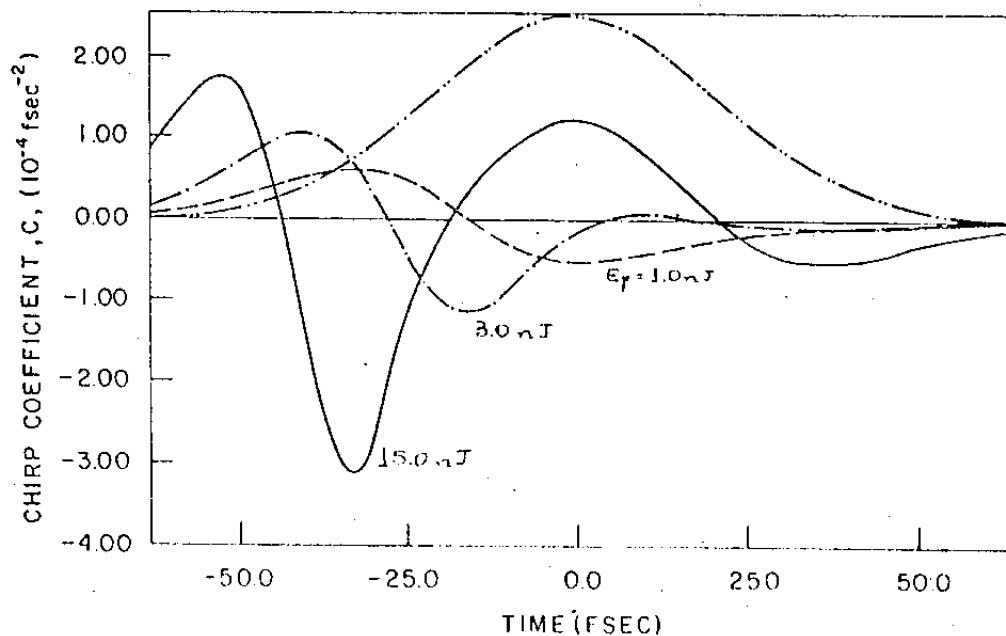


Figura 33 - Valor instantâneo do coeficiente de VF ao longo do pulso para pulsos de entrada com energia de: 1,0 nJ (linha pontilhada); 3,0 nJ (linha traço-ponto); e 15 nJ (linha cheia). O pulso de entrada possui 50 fs e é mostrado pela linha traço-dois pontos.

tramos esta evolução de c para pulsos de duração de 50 fs para três energias diferentes e as mesmas energias utilizadas na Figura 32, $E = 1$ nJ, 3 nJ e 15 nJ.

Tabela III. Valores das grandezas usadas no cálculo do desvio de frequência.

comprimento de onda do laser	$\lambda = 610$ nm
índice não linear do etileno glicol	$n_2 = 3,0 \times 10^{-16}$ cm ² /W
espessura do jato de absorvedor	$l = 50$ μ m
frequência central da absorção	$\omega_0 = 3,25 \times 10^{14}$ rad/seg
largura da linha de absorção (FWHM)	$\Delta\omega = 0,22 \times 10^{14}$ rad/seg
absorção não saturada no centro da linha	$\alpha_0 = 0,4$
energia de saturação do DODCI	$E_s = 0,5$ mJ/cm ²
raio do feixe no jato de absorvedor	$r = 5$ μ m

Para termos uma idéia qualitativa da VF gerada através do absorvedor, definimos o coeficiente da VF média,

$$\bar{c} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} c(t) I(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(t) dt}.$$

O sinal de $\bar{c}$ nos mostra qual a varredura de frequência predominante no centro do pulso. Para pulsos incidentes com ener-

glas similares às da Figura 32, $E = 1 \text{ nJ}$, 3 nJ e 15 nJ , $\bar{c}$ será respectivamente, $-0,16 \times 10^{-4} \text{ fs}^{-2}$; $0,23 \times 10^{-4} \text{ fs}^{-2}$ e $+0,26 \times 10^{-4} \text{ fs}^{-2}$. Na Figura 34 mostramos a relação entre o coeficiente da VF e a energia do pulso para diferentes valores de duração do pulso. Para pulsos em 50 fs a VF média se torna positiva quando a energia do pulso for maior que 8 nJ ($\gamma = 20$). Quanto maior a duração do pulso maior a faixa de energia em que VF é negativa. Isto ocorre porque a contribuição da transição ressonante para o desvio na frequência ω (último termo da expressão), varia com $1/\gamma$, enquanto que a contribuição da não linearidade do solvente varia com $1/\gamma^3$. Este efeito é denominado de automodulação rápida. Podemos ver que a VF negativa máxima ocorre em $E = 2 \text{ nJ}$ ($\gamma = 5,1$). Pulsos com duração menor que 100 fs apresentam VF positiva numa região de 12 nJ . Esta VF pode ser compensada introduzindo elementos dispersivos na cavidade, tal como uma combinação de prismas /6,8/, que geram VF negativa de tal maneira que compense esta VF positiva. Desta maneira o pulso é comprimido e sua duração minimizada. Outra maneira de gerar VF negativa é através do espelho deslocado para o vermelho /35/. A Figura 16 mostra que para espelhos deslocados para o vermelho $\omega > \omega_0$, $\phi'' > 0$ e a $VF < 0$.

Os espelhos da nossa cavidade são deslocados para o vermelho (480nm a 650nm) então $\omega > \omega_0$, $\phi'' > 0$ e a $VF < 0$, portanto estes espelhos são bons para comprimir pulsos com energia alta, $\delta\omega > 0$.

Como um teste para verificar se realmente este tipo de espelho comprime o pulso, trocamos um dos espelhos da cavidade (M 6) por um outro também dielétrico em frequência central $\omega_0 =$

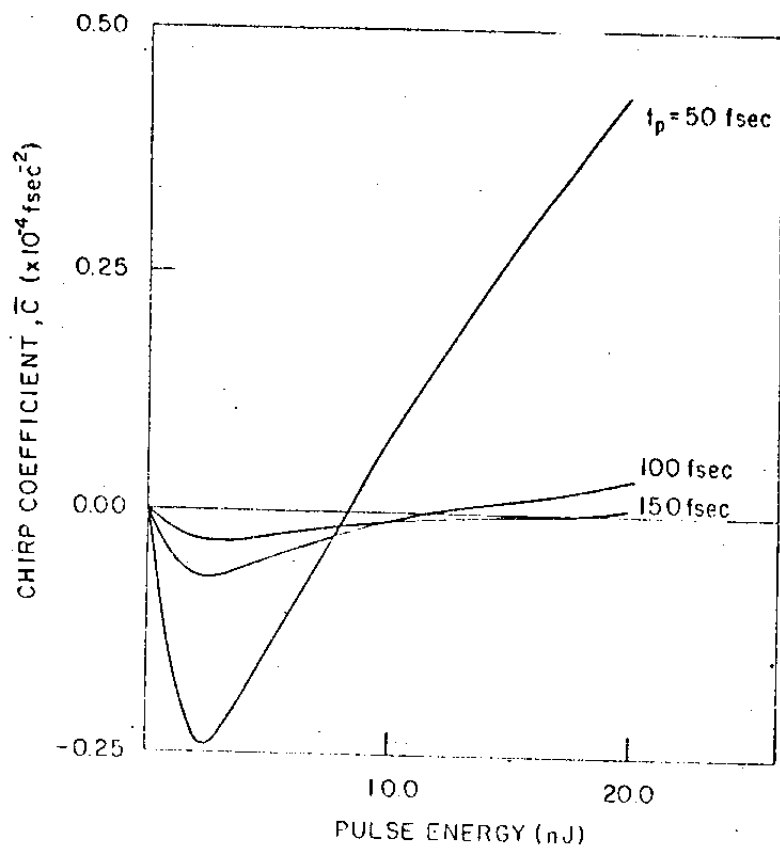


Figura 34 - Coeficiente de varredura de frequência médio como função da energia do pulso para diferentes valores de duração do mesmo.

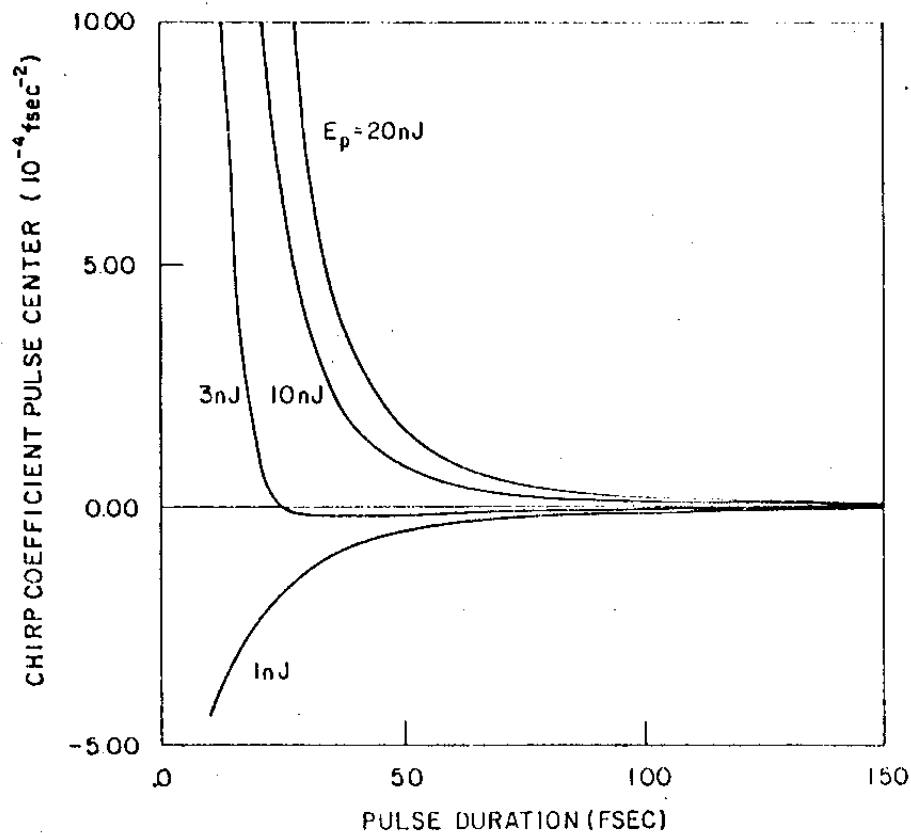


Figura 35 - Coeficiente de varredura de frequência no pico do pulso como função da duração do mesmo para diferentes valores de energia do pulso.

$3,02 \times 10^{+16}$ rad/s ($\lambda = 632,8$ nm). Este espelho gera DVG positiva, portanto se o absorvedor gerasse VF negativa o pulso deveria ser comprimido e o laser deveria oscilar sem instabilidades. Ao contrário do que esperávamos o laser ficou instável apresentando fortes oscilações em curtos períodos de tempo ($10 \mu s$). Este valor se assemelha ao descrito por Valdmantis /10/. Observamos que ao bombearmos o laser com potência de bombeio muito próxima do limiar, de tal maneira que a energia do pulso intracavidade era mantida baixa, portanto não saturava fortemente o absorvedor /11/, estas oscilações desapareciam. O que comprovam nossos cálculos, porque para baixas energias o absorvedor não contribui com o solvente para a amf, $\phi'' > 0$, $\delta\omega < 0$ e a VF < 0 , como este espelho tinha $\omega_0 = 3,02 \times 10^{+16}$ rad/s e o laser oscilava em $\omega = 3,1 \times 10^{+16}$ s, como podemos ver através da Figura 16 $\phi' < 0$ e portanto a VF > 0 , o que compensa a VF < 0 induzida pelo absorvedor.

Para analisarmos este resultado é conveniente calcular o coeficiente de chirp no centro do pulso pois este deve definir o efeito da dispersão do pulso. Na Figura 35 mostramos a variação deste coeficiente com a duração do pulso. Vemos que para pulsos com energia entre 10 nJ a 20 nJ e duração menor que 50 fs a VF no centro do pulso torna-se rapidamente positiva. Através deste dado podemos estimar a quantidade de DVG necessária para compensar esta VF positiva gerada através do absorvedor, para que o pulso possa ser comprimido ao máximo. Faremos este cálculo com os parâmetros apresentados pelo nosso laser e comprovaremos que a duração mínima apresentada pela nossa cavidade é resultante do casamento entre a VF gerada no absorvedor e a DVG gerada pelos espe-

lhos.

A duração mínima obtida em nossa cavidade foi de 47 fs onde a potência de saída era 27 mW. A uma repetição de 100 MHz e com espelho de saída com transmissão 3%, a energia de cada pulso é de 8 nJ. Através da Figura 35 obtemos $c(0)$ para este valor de energia, como $c(0) \approx 0,72 \times 10^{-4} \text{ fs}^{-2}$. A varredura de frequência total, $\delta\omega$ deve ser $\delta\omega \approx c(0) T$. Para comprimir w e comprimir o pulso precisa de,

$$\phi'' = \frac{(T/2)}{\delta\omega(1 + (2Lc/2\delta\omega T)^2)} = -63 \text{ fs}$$

Então para que a VF gerada pelo absorvedor seja compensada pelos espelhos a DVG gerada por estes espelhos deve ser $\xi = \phi'' L = 126 \text{ fs}^{-2}$. Nossos espelhos operam numa região de 480 nm - 650 nm. A Figura 16 mostra uma curva do desvio da fase devido aos espelhos na cavidade em relação a w/w_m , onde w é a frequência de oscilação da cavidade e w_m a frequência central do espelho para um espelho semelhante ao nosso com mesmo w . Nossa cavidade nesta situação de pulsos de 47 fs oscilava em 612 nm ($w = 3,1 \times 10^{-15} \text{ s}$), o comprimento de onda central dos espelhos utilizados é 565 nm ($w = 3,3 \times 10^{-15} \text{ s}$). A Figura 16 mostra que para estes valores o desvio na frequência é aproximadamente $\phi'' = -9,09 \text{ fs}$, como temos 7 espelhos $\phi''_7 = -63 \text{ fs}$, onde este valor é igual ao valor da VF gerado pelo absorvedor saturável. Portanto nossa cavidade apresentou um mínimo na duração do pulso para uma certa região de potência de bombeio porque para esta região a VF gerada pela transição ressonante e pela não linearidade do solvente no

absorvedor geram uma VF positiva capaz de compensar a DVG negativa gerada pelos espelhos, desta forma comprimindo o pulso. É necessário ressaltar que os valores usados são aproximados e que o fato dos valores serem idênticos é uma fortuita coincidência. Mesmo assim este resultado é importante na medida em que mostra que tendência seguir para compensar as dispersões geradas pela cavidade e confirmam o fato de que a VF predominante é positiva para pulsos com alta energia e curta duração.

5. CONCLUSÃO

Foi analisado neste trabalho o funcionamento do laser de corante em regime de colisão de pulsos contrapropagantes gerando pulsos de femtosegundos. Foram encontrados os seguintes resultados relevantes para os quais foram criados modelos explicativos.

- Mínimo na duração devido ao casamento entre a automodulação de fase no absorvedor e a dispersão de velocidade de grupo nos espelhos /9/

- Emissão de feixes contrapropagantes com diferentes comprimentos de onda.

- Comportamento bistável /37/.

Obtivemos pulsos com duração de 47 fs numa repetição de 100 MHz a potência média de saída de 30mW e potência de pico 6,4 KW /11/

A partir dos resultados deste trabalho serão desenvolvidos pelo grupo de picosegundos trabalho de aplicações para este laser no estudo de fenômenos ultrarápidos como :

- Medidas de dispersão que resultam na compressão do pulso.

- Amplificação do pulso.

- Dispositivos optoeletrônicos ultrarápidos.

- Medidas de tempo de defasamento e de relaxação intrabanda.

REFERENCIA

1. W.H.Knox, R.L.Fork, M.C.Downer, R.H.Stolen and C.V. Shank-"Optical pulse compression to 8 fs at a 5-KHz repetition rate ", Appl.Phys.Lett.46 (12), (1985).
2. C.V.Shank, R.L.Fork, F.Beisser -"Basic design consideration for femtosecond pulse dye lasers", Laser Focus, 5(june 1983).
3. W.Dietel, Opt Commun. 43,69(1982)
4. J.C.Diels, J.Menders, H.Sallaba-"Generation of coherent pulses of 60 optical cycle through synchronization relaxation oscillation of a mode locking Dye laser", In Picosecond phenomena II, Ed. R.Hochstrasser, p 41 (Springer-Verlag, Berlin 1980).
5. W.Dietel, E.Doppel, K.Hohl, W.Rudolph- "Multilayer dielectric mirrors generated chirp in femtosecond dye ring lasers", 50,179(1984).
- x6. W.Dietel, E.Doppel, D.Kuhlke, B.Wilhelmi- "Pulses in the femtosecond range from a CW Dye ring laser in the colliding pulse mode-locking (CPM) regime with Down-Chirp", Opt Commun 43,433(1984).
- x7. J.J.Fontaine, W.Dietel, J.C.Diels-" Chirp in mode-locking ring dye laser", IEEE J.Quantum Electron., QE 19,1467 (1983).
- x8. R.L.Fork, O.E.Martinez, J.P.Gordon-" Theory of passively mode-locked lasers including self phase modulation

- lation and group velocity dispersion"- Optic Lett., 9,156(1984).
9. R.S.Miranda,Gloria R.Jacobovitz,,C.H.Brito Cruz, M.A.Scarparo- " Positive and negative chirp produced upon propagation of femtosecond laser pulses through a saturable absorber", a ser publicado.
10. J.A.Valdmanis,R.L.Fork,J.P.Gordon-" Generation of optical pulses as short as 27 fontosecond directly from a laser balancing self phase modulation, group velocity dispersion, saturable absorption, and saturable gain ", Opt.Lett.. 10,131(1985)
11. Gloria R. Jacobovitz, C.H.Brito Cruz, M.A.F.Scarparo - " Pump power and saturable absorber effect on a colliding pulse modeocked dye laser emitting pulses with 47 femtoseconds "- a ser publicado.
12. D.Kuhlko,W.Rudolph, B.Wilhelmi- " Calculation of the colliding pulse mode locking CW dye ring lasers", IEEE J.Quantum Electron.QE 19,526(1983).
13. M.Stix and E.P.Ippen- "Pulse shaping in passively Mode Locked Ring Dye lasers", IEEE J.Quantum Electron., QE 19,520(1983).
14. E.P.Ippen o C.V.Shank, in Ultrashort light pulses, editado por S.L.Shapiro(Springer Verlag-New York 1974)
15. D.J.Bradley e G.H.New -"Ultrashort pulse measurements" Proc..IEEE 62,314(1974).
16. A.J.De Maria,W.H.GlennJr.,M.J.Brienza, M.E.Mack-"Pi-

cosocond laser pulses"-Proc. IEEE 47,1(1969).

17. M.Hercher-"An analysis of saturable absorbers", Appl. Optics, 6, 947(1967).
18. A.Penzkofer-"Generation of picosecond and subpicosecond light pulse with saturable absorbers", Opto Electronics, 6, 87(1974)
19. W.Rudolph, H.Weber-"Analysis of saturable absorber interacting with gaussian pulse", Opt.Commun. 34, 491, (1980).
20. V.S.Letokhov-"Formation of ultrashort light pulses", ZhETF Pisma 1, 35(1968).
21. W.A.Haus -"Theory of mode locking with a slow saturable absorber", IEEE J.Quantum Electron. QE11, 736(1975).
22. G.H.C.New- "Mode-locking of quasi continuous lasers"-Opt.Commun., 188(1972).
23. J.Herrman, F.Weidner, B.Wilhelmi-"Theory of passive mode-locking with contacted and non-contacted absorber", Appl.Physics B26 197(1981).
24. W.Dietel et al.-"Experimental and theoretical study investigation of the influence of a saturation grating in an absorber on pulse generation in a passively mode locked dye laser", Soviet J.Quantum Electron, 13(1)44(1983).
25. Tese de doutoramento de Hugo Fragnito IFGW 1984.
26. J.C.Diels, J.J.Fontaine, I.C.McMichael, B.Wilhelmi, W.Dietel, D.Kuhlke " Experimental and theoretical

- study of a femtosecond laser", Soviet J.Quantum Electron.13(12, 1562, 44, (1983).
27. J.A.Fleck-"Origin of short pulse emission by passively switched lasers", J.Appl.Phys. 19,3318(1968).
 28. S.Silvestri,P.Laporta,O.Svelto-" The role of cavity dispersion in CW mode-locked dye laser",IEEE J.Quantum QE20,533(1984).
 29. W.Dietel,E.Doppel,KHehl,W.Rudolph ,E.Schmidt-"Multi-layer dielectric mirrors generated chirp in the femtosecond Dye ring lasers", Opt.Commu. 50,179(1984).
 30. Coherent Radiation manual do Laser Mod. 490 CR.
 31. H.B.Weber-"Method for pulsewidth measurement of ultrashort light pulses generated by phase locked lasers using nonlinear optics",J.Appl.Phys. 38,2231(1967).
 32. J.A.Armstrong-"Measurement of picosecond laser pulse width", Appl Phys.Lett. 10,16(1967).
 33. A.Migus,C.V.Shank,E.P.Ippen-"Amplification of subpicosecond optical pulses: Theory and experimental", IEEE J.Quantum Electron. 18,101(1982).
 34. Tese de Doutorado de A.M.Weinwer, MIT.
 35. D.H.Auston-"In Ultrashort light pulses ", editado por L.Shapiro (Springer Verlag_New York 1974)
 36. Tese de Doutorado Carlos H.Brito Cruz IFGW 1982
 37. Glória R. Jacobovitz, "Optical bistability in femtosecond pulse dye laser", a ser publicado.