

Este exemplar corresponde à redação final de Tese defendida pelo aluno Luiz Felipe Lorenzoni de Oliveira e aprovada pela Comissão Juldagora.

31/10/99  
Prof. Dr. Carlos Henrique de Brito Cruz

**"Mode-locking" de um Laser de  
Corante Pulsado Bombeado  
por Lâmpada**

**Luiz Felipe Lorenzoni de Oliveira**

**Orientador:**

**Prof. Dr. Carlos Henrique de Brito Cruz**

Dissertação de Tese apresentada no Instituto de Física "Gleb Wataghin", como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física.

## AGRADECIMENTOS

À Minha esposa, Janete

Aos meus filhos, Tiago e Paula

Aos meus pais, Leal e Neide

Aos amigos, Franklin, Tsuda, Telma, Rubens, Valéria, Thoróh, Mirian, Prof.Kiel  
e em especial ao Prof. C.H.Brito Cruz

À Unicamp, À Telebrás, Ao CNPq e À FAPESP

## RESUMO

Neste trabalho descreve-se a teoria envolvida e os procedimentos experimentais que foram efetuados para a construção de um Laser de Corante do tipo CPM bombeado por lâmpada flash com compensação da dispersão de velocidade de grupo e balanceamento da auto modulação de fase a partir de um Laser de Corante comercial marca Chromatix, modelo CMX - 4.

Foram obtidos pulsos em 596,5 nm com durações temporais FWHM de 896 fs com 250 kW de potência de pico e com largura espectral de 1,5 nm.

## ABSTRACT

In this work, we describe the construction of a CPM Dye Laser Flashlamp-Pumped with group velocity dispersion compensation and self phase modulation balancing, based on a commercial Dye Laser, Chromatix, CMX-4 model.

We obtain pulses at 596.5 nm with time duration FWHM of 896 fs with 250 kW of peak power and spectral line width of 1.5 nm.

# Conteúdo

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
1.1	Histórico . . . . .	1
1.2	Aplicações . . . . .	2
1.2.1	Medidas de tempo de relaxação . . . . .	2
1.2.2	Aplicações Eletro-Ópticas . . . . .	2
<b>2</b>	<b>Laser CPM</b>	<b>7</b>
2.1	Introdução . . . . .	7
2.2	Mecanismo de Compressão . . . . .	11
2.3	Ganho Saturável . . . . .	13
2.4	Absorção Saturável . . . . .	16
2.5	Pulsos Contrapropagantes . . . . .	16
2.6	Auto-Modulação de Fase . . . . .	18
2.7	Compressão de Pulsos . . . . .	20
2.7.1	Dispersão da Velocidade de Grupo . . . . .	20
2.7.2	Compressão Temporal através de um par de prismas . . . . .	22
2.8	Autocorrelação . . . . .	23
2.9	Alargamento Espectral utilizando Fibras Ópticas . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Montagem do Laser CPM</b>	<b>33</b>
3.1	Teoria de Operação . . . . .	33
3.2	Descrição . . . . .	35
3.2.1	Descrição do Sistema Óptico . . . . .	35
3.2.2	Descrição do Sistema Elétrico . . . . .	36
3.2.3	Caracterizações Gerais . . . . .	37
3.3	Procedimentos Experimentais . . . . .	38
3.3.1	Cavidade Ressonante com Geometria Linear Plano-Plano . . . . .	38

3.3.2	Cavidade Ressonante com geometria Linear Plano-Côncava . .	41
3.3.3	Cavidade Ressonante com Geometria em Anel . . . . .	44
<b>4</b>	<b>Resultados</b>	<b>51</b>
4.1	DODCI . . . . .	51
4.2	Malaquita Verde . . . . .	51
4.3	Medida de Duração Temporal . . . . .	53
4.4	Medida de Energia e Potência . . . . .	56
4.5	Medidas Espectrais . . . . .	56
4.6	Alargamento Espectral utilizando Fibras Ópticas . . . . .	58
4.6.1	Estimativa de Compressão . . . . .	58
4.6.2	Medidas Espectrais . . . . .	59
<b>5</b>	<b>Conclusão</b>	<b>63</b>

# Lista de Figuras

2.1	Lasers de Corante CW do tipo CPM . . . . .	8
2.2	Lasers de Corante Pulsado do tipo CPM . . . . .	10
2.3	Posição ótima do meio absorvedor . . . . .	12
2.4	Mecanismo de Compressão . . . . .	14
2.5	Diagrama de Blocos da Compressão . . . . .	14
2.6	Pulsos contrapropagantes no meio absorvedor . . . . .	17
2.7	Pulsos na cavidade ressonante . . . . .	18
2.8	Atraso transversal num feixe propagando em um prisma . . . . .	20
2.9	Linha de atraso dispersiva . . . . .	22
2.10	Arranjo experimental do Sistema de Autocorrelação . . . . .	24
2.11	$\frac{\Delta\tau}{\Delta t}$ X Perfis de pulsos . . . . .	26
3.1	Diagrama de níveis de energia da molécula de Rh 6G . . . . .	34
3.2	Sistema Óptico original . . . . .	35
3.3	Compartimento de bombeio (vista transversal) . . . . .	36
3.4	Potência média (mW) X Concentração de Rh 6G (M) . . . . .	39
3.5	Comp.de Onda Central ( $\lambda_0$ ) (nm) X Concentração de Absorvedor Saturável (DODCI) (M) . . . . .	41
3.6	Razão $\frac{\omega_0}{\omega_{12}}$ x Distância entre os espelhos (m) p/ R=1,6 m . . . . .	42
3.7	Razão $\frac{\omega_0}{\omega_{12}}$ X Distância entre os espelhos (m) p/ vários R . . . . .	43
3.8	Cintura do feixe ( $\omega_0$ ) (m) X Distância entre os espelhos (m) . . . . .	43
3.9	Geometria do feixe intra-cavidade . . . . .	43
3.10	Lasers de Corante Pulsado em Anel . . . . .	45
3.11	Prisma Brewster . . . . .	47
3.12	Trem de Pulsos Obtidos . . . . .	48
4.1	Formação do Trem de Pulsos - Foto 1 . . . . .	52
4.2	Formação do Trem de Pulsos - Foto 2 . . . . .	52

4.3	Formação do Trem de Pulsos - Foto 3 . . . . .	53
4.4	Q-Switching utilizando Malachita Verde . . . . .	54
4.5	Espectro de Absorção da Malachita Verde . . . . .	54
4.6	Arranjo do Sistema de Medidas . . . . .	56
4.7	Figura de Autocorrelação . . . . .	57
4.8	Espectro obtido ( $\Delta\nu = 1,5nm$ ) . . . . .	58
4.9	Espectro obtido $\Delta\nu = 37,6nm$ . . . . .	60



# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Histórico

Pulsos ópticos de subpicosegundos gerados por laser com acoplamento de modos estão fornecendo meios de estudo em numerosas áreas de atividades de pesquisa, abrangendo estudos fundamentais em física, bioquímica, eletrônica de alta velocidade bem como em sistemas de comunicações ópticas.

Desde os originais laser de corante de picosegundos [1,2], a duração dos pulsos gerados foi reduzida em, duas ordens de grandeza, obtendo-se pulsos com duração de 6 femtosegundos [3].

Um significativo passo na obtenção de pulsos no regime de femtosegundos foi feito com a introdução da mesma técnica, só que agora utilizando pulsos contrapropagantes com a cavidade ressonante na forma de um anel. Pulsos de 90 fs de duração temporal foram primeiramente gerados com a técnica de CPM por Fork et al. [4]. Projetos similares subsequentes produziram pulsos com durações de 60 fs [5,6].

Desde então, muitas cavidades em anel foram estudadas tanto teórica como experimentalmente, revelando que para pulsos menores que 100 fs os efeitos de dispersão de velocidade de grupo intra-cavidade (GVD) e auto-modulação de fase (SPM) produzindo varredura de frequência, tornaram-se extremamente importantes. Um 'chirp' positivo foi observado por Ippen e Shank há 13 anos atrás [7]. Vários trabalhos [6,8,9,10] sugeriram a possibilidade de usar sistemas para compensar a GVD para comprimir pulsos que apresentam varredura de frequência devida à SPM.

Recentemente, descobriu-se uma configuração laser que exibiu uma sensível redução na duração temporal e uma distinta assimetria dependente da dispersão da velocidade de grupo [11]. Este laser utiliza uma sequência de quatro prismas em

posição de desvio mínimo em ângulo de Brewster, introduzindo uma dispersão de velocidade de grupo negativa favorecendo a compressão temporal. Assim pulsos de 27 femtosegundos foram gerados.

## 1.2 Aplicações

### 1.2.1 Medidas de tempo de relaxação

Lasers de corante pulsados são interessantes para medidas de tempo de relaxação de estados excitados eletronicamente, em átomos ou moléculas. Em 1967 Shelton e Armstrong [12] ~~reportaram~~<sup>republicaram</sup> a primeira aplicação de pulsos de picosegundos em medidas temporais de eventos que ocorrem nesta escala de tempo. Um trem de pulsos ultracurtos intensos foi usado para saturar a absorção de um corante. E através de um 'beam splitter' uma parte atenuada deste mesmo trem de pulsos monitorou a relaxação da absorção como uma função do tempo de atraso relativo entre os pulsos de bombeio e de prova. Desde então um grande número de técnicas foram desenvolvidas para excitar, provar, atrasar, chavear e sincronizar pulsos de picosegundos [13].

O tempo de relaxação da população do estado fundamental da absorvedores saturáveis é importante para a performance de sistemas de 'mode-locking' passivo. A repopulação do estado fundamental seguindo excitação óptica depende de vários tipos de processos de relaxação: relaxação vibracional, conversão interna, decaimento radioativo, etc.

### 1.2.2 Aplicações Eletro-Ópticas

Operações eletrônicas elementares, tais como chaveamento, geração de impulsos e etc., são limitadas pelo tempo de resposta de aparatos semicondutores convencionais. Uma técnica relativamente simples foi demonstrada por Auston [14], a qual permitia controlar funções eletrônicas básicas com pulsos ópticos de picosegundos em circuitos semicondutores com uma velocidade comparável à duração temporal destes pulsos. A absorção pelo semicondutor de um pulso óptico de picosegundo cria uma alta condutividade no 'gap' pela criação de um par elétron-buraco, permitindo a passagem do sinal elétrico. A velocidade de chaveamento máxima permitida para estes aparatos, são determinadas pelas seguintes características:

- Duração temporal dos pulsos ópticos;
- Tempo de relaxação dielétrica do par elétron-buraco;

- Tempo de relaxação da energia e do momento dos portadores;
- Fatores geométricos como: tamanho do 'gap' e dispersão de transmissão elétrica nas estruturas do semicondutor.

Em comunicações ópticas a técnica de modulação por código de pulsos (PCM) é o melhor método de transmissão de informações. Nestas bases podemos esperar que, pulsos de picosegundos devem ser muito úteis para sistemas de altas taxas de transmissão de informações. Um trem de pulsos de picosegundos, com cada pulso tendo uma duração temporal de 5 ps e espaçamento entre si de 10ps pode chavear ('liga (1)' e 'desliga (0)') numa taxa de  $10^{11}$  bits/s, capaz de transmitir aproximadamente  $10^8$  conversas telefônicas simultâneas. A dificuldade é obter interfaces com o sistema eletrônico capazes de trabalharem na mesma taxa de informação, seja no sentido da transmissão seja no de recepção.

Moduladores elétrico-ópticos em altas taxas (THz) foram demonstrados experimentalmente por Auston et al. [15]. Para a demodulação, detetores ópticos rápidos apresentaram como melhor tempo de resposta, aproximadamente 50 ps [16], assim sendo há necessidade de desenvolver fotodetetores que tenham tempos de resposta igual a duração temporal dos pulsos que estão transmitindo as informações.

Cita-se ainda outros tipos de aplicações, a saber:

Obtenção de espectrogramas dinâmicos com resolução de subpicosegundos utilizando-se pulsos de laser de corante contínuo oscilando em regime de acoplamento de modos [7].

Pode-se ainda provocar alargamentos espectrais em pulsos de picosegundos, fazendo com que propaguem-se em fibras ópticas, cujo comprimento de onda de corte da fibra é igual ao comprimento de onda central do pulso incidente, obtendo-se assim na saída da fibra, pulsos úteis como ferramentas para espectroscopia com alta resolução no tempo.



# Bibliografia

- [1] M.H.Crowell, 'Characteristics of Mode-Coupled Lasers', IEEE J.Quant.Electr., pp 12-20, Apr. 1965.
- [2] A.J.DeMaria, W.H.Glenn Jr., M.J.Brienza, M.E.Mack, 'Picosecond Lasers Pulses', Proc.IEEE, Vol.57, no.1, pp 2-24, Jan.1969.
- [3] R.L.Fork, C.H.Brito Cruz, P.C.Becker, C.V.Shank, 'Compression of Optical Pulses to six femtoseconds by using Cubic Phase Compensation', Opt.Lett., Vol.12, no.7, pp 483-485, Jul.1987.
- [4] R.L.Fork, B.I.Greene, C.V.Shank, 'Generation of Optical Pulses shorter than 0.1 psec by Coliding Pulse Mode-Locking', Appl.Phys.Lett., Vol.38, no.9, pp 671-672, May 1981.
- [5] R.L.Fork, C.V.Shank, R.Yen, C.A.Hirlimann, 'Femtosecond Optical Pulses', IEEE J.Quant. Electr. Vol.QE-19,pp 500-505, Apr. 1983.
- [6] W.Dietel, J.J.Fontaine, J.C.Diels, 'Intracavity Pulse Compression with glass: A new Method of generating pulses shorter than 60 fsec', Opt, Lett., Vol.8, pp 4-6, Jan 1983.
- [7] E.P.Ippen, C.V.Shank, 'Dinamic Spectroscopy and Subpicosecond Pulse Compression', Appl.Phys.Lett., Vol.27, pp 488-490, Nov.1975.
- [8] O.E.Martinez, J.P.Gordon, R.L.Fork, 'Soliton Shaping Mechanisms in Passively Mode-Locking Lasers and Negative Group Velocity Dispersion using Refraction', in Ultrafast Phenomena IV, pp 7-10 D.H. Auston and K.B.Eisenthal, Ed. New-York - Springer- -Verlag 1984.

- [9] J.C.Diels, W.Dietel, J.J.Fontaine, B.Wilhelmi, 'Analysis of a Mode-Locking Ring Laser: Chirped-Solitary-Pulse Solitons', *J.Opt.Soc.B*, Vol.2, pp 680-686, Apr. 1985.
- [10] R.Miranda et al., 'Positive and Negative chirping of Lasers Pulses shorter than 100 fs in Saturable Absorbers', *Opt.Lett.*, Vol.11, no. 4, pp 224-226, 1986.
- [11] J.A.Valdarnis, R.L.Fork, J.P.Gordon, 'Generation of Optical Pulses as shorter as 27 fsec directly from a Laser balancing Self-Phase Modulation, Group Velocity Dispersion, Saturable Absorption and Saturable Gain', *Op.Lett.*, Vol.10, pp 131-133, Mar.1985.
- [12] J.W.Shelton, J.A. Armstrong, 'Measurement of the Relaxation time of the Eastman 9740 Bleachable Dye', *IEEE Journal of Quantum Electr. - QE-3*, pp 696, 1967.
- [13] M.M.Malley, P.M.Rentzepis, 'Picosecond Molecular Relaxation displayed with crossed Laser Beam', *Chem. Phys. Lett.* 3, pp 534, 1969
- [14] D.H.Auston, 'Picosecond Optoelectronic switching and gating silicon', *Appl.Phys.Lett.* 26, pp 101, 1975
- [15] D.H.Auston, P.Lefur, 'A kilovolt Picosecond optoelectronic switch and Pockel's cell', *Appl.Phys.Lett.* 28, pp 21, 1976
- [16] M.Melchior, M.B.Fisher, F.R.Arams, 'Photodetectors for Optical Communication Systems', *Proc.IEEE*, Vol.58, pp 1466, 1970

## Capítulo 2

# Laser de Corante com Acoplamento de Modos e Pulsos Contrapropagantes

### 2.1 Introdução

A Figura 2.1 mostra um esquema típico de um laser de corante: cw do tipo CPM (Colliding Pulse Modelocking). Os espelhos 6,7 e 9 são espelhos dielétricos planos com refletividade igual a 100%. O espelho 8 é plano com refletividade igual a 95%. Os espelhos 4 e 5 são esféricos com raios de curvaturas iguais e 100% refletores, montados em bases com translação nas direções x e y que atuam como sistema de focalização do feixe do laser no absorvedor saturável. Os espelhos 2 e 3 apresentam raios de curvatura iguais e são 100% refletores, agora agindo como sistema focalizador do feixe no meio ativo. Há ainda dois pares de prismas que atuam como sistema de compensação da dispersão de velocidade de grupo apresentada pelos pulsos ópticos, sendo assim agentes na compressão temporal dos pulsos.

Utiliza-se como fonte de bombeio um laser de argônio, o qual atinge o meio amplificador através dos espelhos 8 e 1, sendo que o espelho 1 é esférico, focalizando o feixe de bombeio no meio amplificador.

O meio amplificador se apresenta na forma de um jato de solução de Rodamina 6G dissolvida em etileno-glicol, que apresenta alta viscosidade, assim é jateada uma lâmina de formato regular [1]. O absorvedor saturável também se apresenta na forma de um jato no qual circula uma solução de DODCI em etileno-glicol.

A seguir apresentamos as principais características do laser de corante do tipo

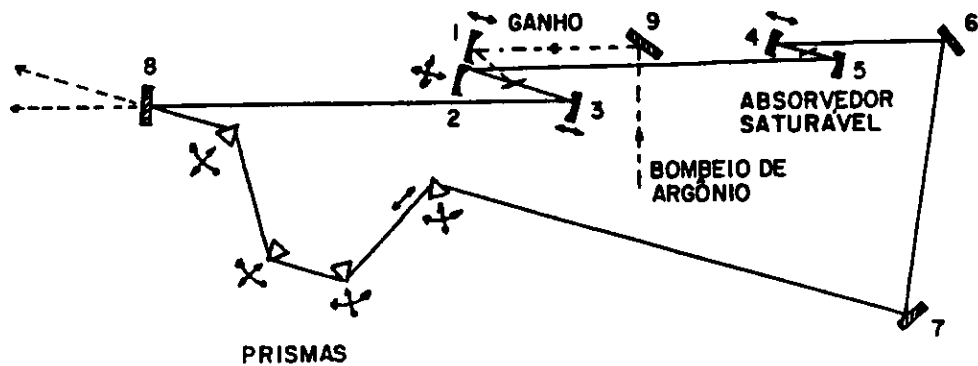


Figura 2.1: Laser de Corante CW do tipo CPM

CPM, construído no Laboratório de Fenômenos Ultrarápidos do Instituto de Física 'Gleb Wataghin' da UNICAMP.

- Duração Temporal dos Pulsos: 40 fs;
- Potência Média: 10 mW;
- Taxa de Repetição dos Pulsos: 100 MHz;
- Energia por Pulso: 0.30 nJ;
- Comprimento de Onda Emitido: 620 nm;
- Largura Espectral: 9 nm.

Na Figura 2.2 apresenta-se um desenho esquemático de um laser de corante pulsado do tipo CPM, por nós montado. Os espelhos 1, 5 e 6 são planos e dielétricos 100 % refletores, o espelho 2 é plano e dielétrico, 98 % refletor. Os espelhos 3 e 4 são esféricos com raios de curvatura iguais a 20 cm e 100% refletores, montados em bases de translação com ajustes nas direções x e y que formam o sistema de focalização do feixe de luz no absorvedor saturável.

Há duas lentes biconvexas com distâncias focais de 30 cm e com revestimento anti-refletor centrado em 600 nm, atuando como sistema focalizador da luz, sendo



posicionadas eqüidistantemente nas duas extremidades da cela por onde circula o meio amplificador. Os dois sistemas de focalização são calibrados de forma que o meio amplificador sature antes do meio absorvedor, otimizando-se assim a compressão temporal dos pulsos.

O meio amplificador circula através de uma cela cilíndrica que está no interior de um compartimento refletor na forma de um cilindro elíptico, onde em cada região focal desta elipse posiciona-se a lâmpada 'flash' e a cela. O meio amplificador constitui-se de uma solução de Rodamina 6G em metanol e água deionizada (1/1). O absorvedor, que circula através de um jato de 300  $\mu\text{m}$  de espessura, é uma solução de DODCI em etileno-glicol.

Há também dois pares de prismas que atuam na compensação da dispersão de velocidade de grupo, apresentada pelos pulsos laser.

A seguir apresenta-se as principais características do laser de corante pulsado, bombeado por lâmpada 'flash', por nós montado no Laboratório de Fibras Ópticas do Instituto de Física 'Gleb Wataghin' da UNICAMP. Cita-se ainda a referência [2] de um outro laser de corante bombeado por lâmpada 'flash' semelhante ao por nós montado.

- Duração Temporal dos pulsos: 896 fs;
- Potência de Pico: 250 kW;
- Taxa de Repetição dos Pulsos: 5 Hz;
- Energia por Pulso: 224 nJ;
- Comprimento de Onda Emitido: 620 nm;
- Largura Espectral: 1,5 nm.

A operação do laser em regime CPM, se dá quando posicionamos o absorvedor saturável (DODCI) a uma distância do meio amplificador de forma que se cruzem no absorvedor dois pulsos e no amplificador os pulsos cheguem em tempos diferentes.

Devido a modulação das perdas feita pelo absorvedor saturável, obtém-se uma sequência de pulsos intensos com curta duração, com taxa de repetição dada pelo tamanho da cavidade e com duração temporal dada pela espessura do meio absorvedor.

Tanto para o meio amplificador como para o absorvedor há necessidade de introduzir sistemas de focalização da energia luminosa incidente nos meios, utilizando espelhos côncavos ou lentes. Este controle nas combinações de focalizações (razão

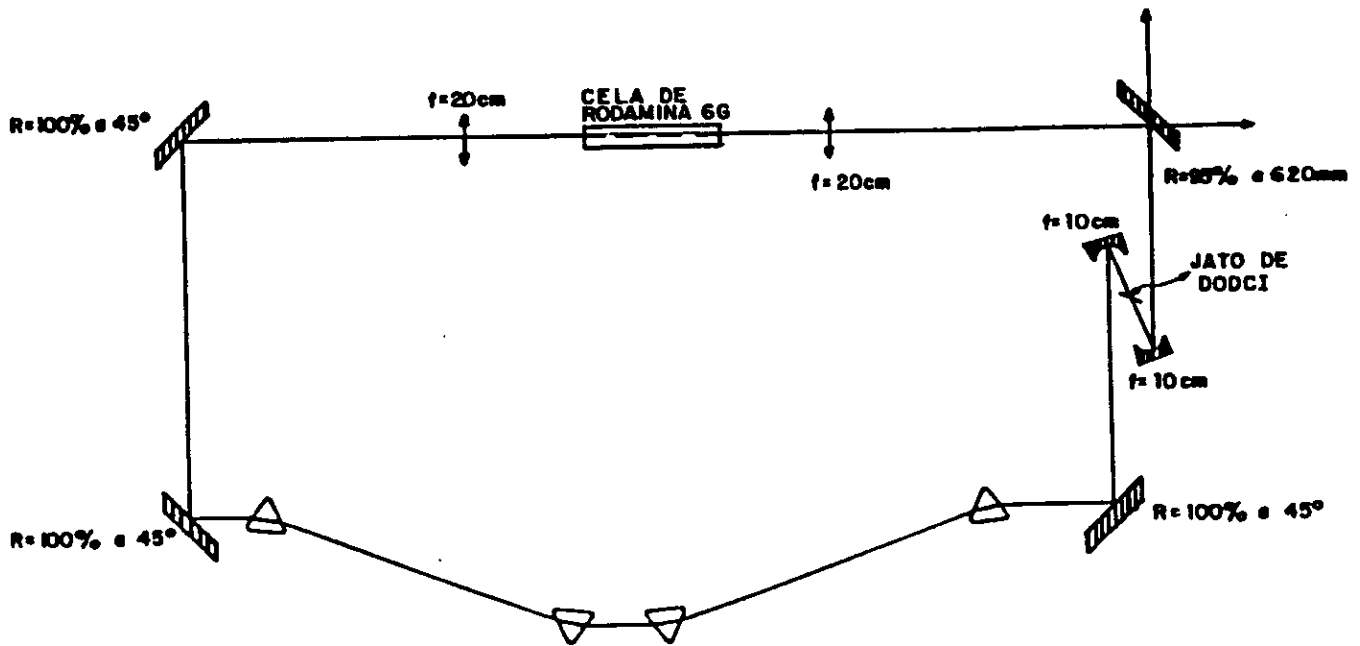


Figura 2.2: Laser de Corante Pulsado do tipo CPM

entre a focalização na rodamina 6G e a no DODCI) nos permite otimizar o processo de compressão. Na situação ótima de compressão, satura-se o absorvedor antes que o amplificador, ou seja, a energia oscilando na cavidade deve ser mais intensa ao incidir no absorvedor saturável do que quando incide no meio amplificador. Este critério de estabilidade foi formulado por New [3,4], onde definiu um parâmetro de estabilidade, chamado  $S$ , dado por:

$$S = \frac{A_a \sigma_b}{A_b \sigma_a} > 1 \quad (2.1)$$

onde

$\sigma_a \equiv$  secção reta de absorção do amplificador,

$\sigma_b \equiv$  secção reta de absorção do absorvedor,

$A_a \equiv$  área da secção reta irradiada no amplificador e

$A_b \equiv$  área da secção reta irradiada no absorvedor.

Fisicamente, o parâmetro  $S$  mede a relativa eficiência de um fóton na cavidade em saturar o meio absorvedor comparado com a saturação do meio amplificador.

O uso dos prismas deve-se ao fato que compensam a dispersão da velocidade de grupo devida a auto-modulação de fase apresentada pelos pulsos, sendo este mais um processo de compressão temporal [5].

## 2.2 Mecanismo de Compressão

No regime CPM, o acoplamento passivo é resultante da interferência entre dois pulsos que se propagam ao longo da cavidade ressonante em sentidos contrários e que se encontram no meio absorvedor, e ao interferirem coerentemente os pulsos formam uma onda estacionária e assim a energia disponível para saturar o absorvedor aumenta e o sistema exhibe menos perdas. Esta onda estacionária induz uma modulação periódica no índice de refração, formando uma grade transiente que espalha uma parte do pulso na direção do outro, contribuindo para a compressão [6].

A idéia central é utilizar a interação, ou 'colisão' de dois pulsos no meio absorvedor para aumentar eficiência de saturação do absorvedor. Se duas ondas planas mutuamente coerentes se sobrepõem no absorvedor saturável e as intensidades forem suficientemente altas a ponto de alterar o número de moléculas no estado fundamental, ocorrerá uma modulação na população deste estado e na transmitância do meio a uma frequência igual a diferença de frequências de cada uma das ondas incidentes no absorvedor saturável. Porém se estas ondas incidentes apresentam frequências iguais,

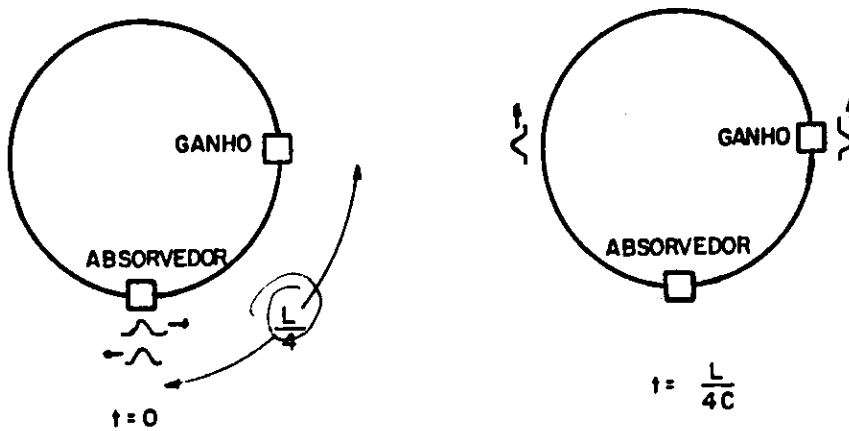


Figura 2.3: Posição ótima do meio absorvedor

formar-se-ão regiões de máximos e mínimos de iluminação, onde nos máximos haverá menos moléculas no estado fundamental, ocorrendo o inverso nas regiões de mínimo. Este efeito modula espacialmente o índice de refração e a absorção do meio, induzindo um comportamento tal como uma grade de difração espalhando as ondas incidentes.

No regime CPM, os pulsos contrapropagantes chegam no amplificador em tempos diferentes, com isso o amplificador consegue recuperar-se no intervalo de tempo entre dois pulsos sucessivos. É recomendável que a energia dos pulsos contrapropagantes ao incidir no absorvedor saturável sejam iguais para não comprometer a atuação da grade transiente e do balanço das saturações. Para que as intensidades incidentes sejam iguais, os pulsos devem ser igualmente amplificados. Isto ocorre quando a distância entre o absorvedor e o amplificador ( $h$ ) é igual a um quarto do perímetro da cavidade ( $U$ ),  $h = U/4$ .

A Figura 2.3 mostra um sistema laser com perímetro  $U$  e separação entre o amplificador e o absorvedor igual a  $h$ .

O pulso no sentido anti-horário passa no ganho  $2h/c$  depois do pulso horário, portanto o amplificador tem  $T_1 = 2h/c$  para se recuperar da ação do pulso horário até que o outro pulso o alcance, e em seguida tem  $T_2 = (U - 2h)/c$  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, sendo dada por

$$n(t) = n_0(1 + \exp[-\tau/t]) \quad (2.2)$$

Para que os pulsos sejam igualmente amplificados o pulso 1 deve encontrar a

mesma inversão de população que o pulso 2 encontra,

$$n_1(t) = n_2(t) \quad (2.3)$$

Portanto os intervalos de bombeamento entre um pulso e o outro devem ser iguais  $\Delta t_1 = \Delta t_2$  o que implica em  $h = U/4$ . A compressão é conseguida, ajustando-se a intensidade luminosa (parâmetro  $S$ ) sobre o amplificador e o absorvedor, tal que:

- A frente do pulso (Figura 2.4a) sature o absorvedor e o ganho do meio ativo não recupere seu valor pleno entre duas passagens consecutivas do pulso (Figura 2.4b). Assim a frente do pulso sofre mais absorção e menos ganho, sendo no balanço geral atenuada (Figura 2.4d);
- O pico do pulso sature o absorvedor mas não sature o ganho do meio ativo. Assim ele sofre absorção reduzida pela saturação (Figura 2.4c) e ganho alto pois este ainda não foi saturado (Figura 2.4b). Sendo que o resultado líquido a sua amplificação (Figura 2.4d);
- A cauda do pulso encontra o absorvedor ainda saturado (Figura 2.4c), pois o tempo de recuperação deste é bem maior que a duração do pulso, e encontra o meio ativo com o ganho saturado;

Num diagrama de blocos (Figura 2.5) mostramos sucintamente a formação do pulso. Para se assegurar uma formação de pulsos estável num laser com acoplamento passivo de modos com cavidade ressonante em anel, os raios de curvatura dos espelhos que focalizam a luz no meio absorvedor devem ser menores do que os raios de curvatura dos espelhos que focalizam a luz no meio amplificador. Assegurando que o tamanho do 'spot' no absorvedor saturável é menor que o 'spot' no meio ativo, isto é, o absorvedor deve ser saturado antes que o amplificador.

Mostraremos separadamente as influências dos elementos da cavidade na compressão temporal: ganho saturável, absorção saturável, auto-modulação de fase e compensação da dispersão de velocidade de grupo intracavidade.

## 2.3 Ganho Saturável

O amplificador só interage com pulsos unidirecionais, não há sobreposição de pulsos contrapropagantes [7].

O tempo de relaxação do meio amplificador, no caso Rodamina 6G é de 5,5 ns, este tempo deve ser da ordem de uma volta completa do pulso na cavidade. A cauda

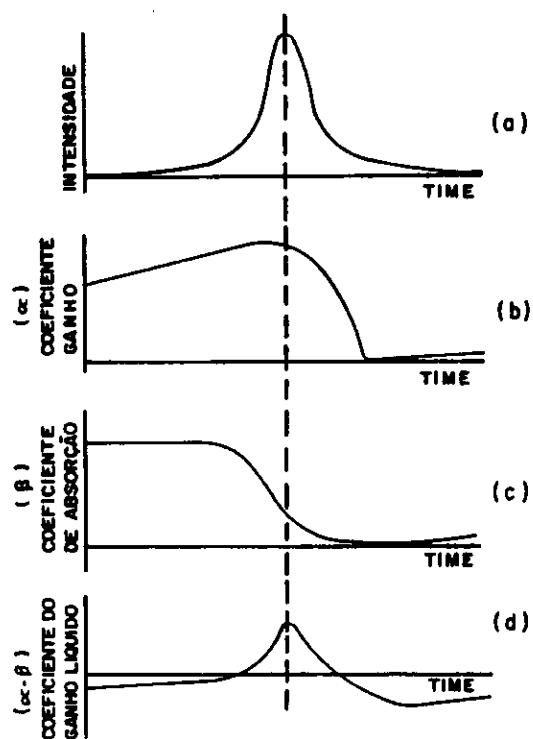


Figura 2.4: Mecanismo de Compressão

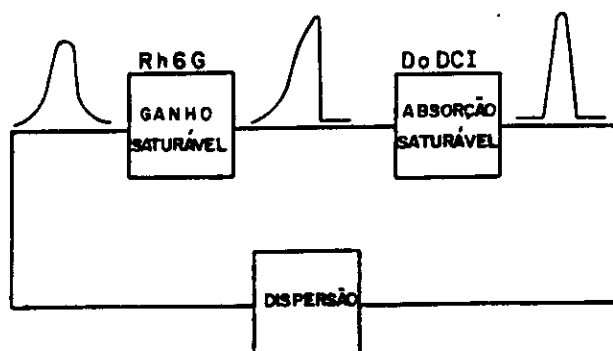


Figura 2.5: Diagrama de Blocos da Compressão

do pulso deve ter um ganho negativo ao passar pelo meio amplificador, pois queremos atenuá-la. No laser de corante de pulsos ultra-curtos, três termos contribuem para o ganho total por viagem completa  $G_T$ ,

$$G_T = G_A - (P_L + P_{NL}) \quad (2.4)$$

onde

$G_A \equiv$  ganho do meio amplificador,

$P_L \equiv$  perdas lineares e

$P_{NL} \equiv$  perdas não lineares.

O ganho total varia no tempo, pois depende da intensidade da radiação. O ganho na frente do pulso é negativo devido à ação do absorvedor saturável e o ganho na cauda também é negativo pois o pulso encontra o meio amplificador saturado devido à depleção da inversão de população realizada pelo pico do pulso.

Seja um pulso óptico passando através de um meio amplificador não-linear

$$j(\tau) = \sigma_a \int F(\tau) d\tau \quad (2.5)$$

onde

$\tau \equiv$  tempo local  $\equiv t - x/c$ ,

$F(\tau) \equiv$  fluxo de fótons e

$\sigma_a \equiv$  secção reta de emissão estimulada.

Num decorrer de tempo muito longo  $j(\tau = +\infty) = j_\infty$ , podemos dizer então que  $j_\infty$  é a energia total do pulso por unidade de área normalizada para o nível onde a depleção da inversão de população é  $1/e$  vezes o seu valor original (um fóton por molécula amplificadora) ou estritamente falando é a energia do pulso.

A relação entre o valor inicial e o final da Equação 2.5, nos dá informações a respeito do ganho, na forma

$$j_f = \ln[1 + \alpha(-\infty)[\exp[j_i(\tau)] - 1]] \quad (2.6)$$

onde  $\alpha(-\infty)$  é o ganho percebido pela frente do pulso. Durante o pulso,  $\alpha(\tau)$  é uma função monotonicamente decrescente ( $< 1$ ), que determina o ganho da frente do pulso e é expresso por

$$\alpha(\tau) = \alpha(-\infty)\exp[j_i(\tau) - j_f(\tau)] \quad (2.7)$$

Para o ganho percebido pela cauda do pulso, o tratamento é análogo e é dado por  $\alpha(+\infty)$ .

## 2.4 Absorção Saturável

O tempo de relaxação da energia armazenada no absorvedor saturável é grande em relação à duração temporal do pulso e curto comparado com o tempo de uma volta completa do pulso na cavidade. Desta maneira, em cada volta do pulso há atenuação de sua frente e ao retornar no absorvedor já o encontra recuperado [8,9].

O caminho óptico no absorvedor deve ser da ordem do tamanho espacial do pulso, caso contrário pode-se fazer desaparecer o efeito da sobreposição, comprometendo a formação da grade transiente, pois os pulsos passariam mais tempo sozinhos no absorvedor do que sobrepostos. Levando-se em conta, v.g., que um pulso de 40 fs possui um tamanho espacial de  $12 \mu\text{m}$ , para haver uma máxima saturação (pulsos totalmente sobrepostos), o caminho óptico no absorvedor deve ser comparável ou apenas um pouco menor que a largura a meia altura do pulso. Portanto para o pulso dado a largura do meio absorvedor deve ser da ordem de algumas dezenas de micrometros.

Na absorção não-linear os resultados descritos no item relativo ao ganho são inteiramente análogos, somente trocando a secção de choque de emissão ( $\sigma_a$ ) pela secção de choque de absorção ( $\sigma_b$ ). O fator de absorção  $\beta(\tau)$  é uma função monotonicamente crescente ( $> 1$ ) durante a ação do pulso, e retornando ao seu valor de pequeno sinal após o ter passando numa taxa determinada pelo tempo de relaxação do absorvedor [8,9].

É mais conveniente tratar o dimensionamento da energia do pulso no meio absorvedor pelo produto de  $S$  por  $j(\tau)$ , onde  $S$  é dado pela Equação 2.1.

## 2.5 Pulsos Contrapropagantes

A sobreposição dos pulsos no absorvedor saturável, nos dá um efeito similar a aquele fornecido pela passagem de um único pulso só que num meio que apresenta o dobro do valor de sua secção de choque de absorção [10].

Na Figura 2.6, está ilustrado o comportamento do absorvedor quando dois pulsos se propagam através dele em sentidos contrários.

Uma grade de absorção é formada quando os pulsos se sobrepõem. Com o aumento da saturação a amplitude da grade eventualmente diminui. Na Figura 2.7 ilustramos o processo para dois, três e quatro pulsos em uma cavidade ressonante. Com dois pulsos ópticos numa cavidade simples (linear), o absorvedor saturável deve ser precisamente posicionado no centro da cavidade para que os dois pulsos intera-



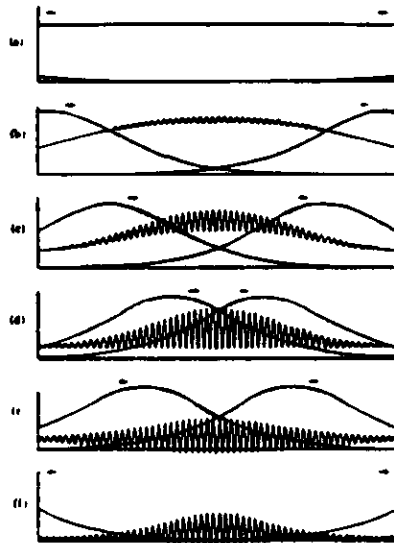


Figura 2.6: Pulsos contrapropagantes no meio absorvedor

jam ao mesmo tempo com o absorvedor. Fato este que torna o alinhamento óptico extremamente difícil, pois este posicionamento deve ter precisão de no máximo dez micrometros. Com a configuração da cavidade ressonante em anel este alinhamento óptico crítico é eliminado, e a posição do meio absorvedor na cavidade para que nele os pulsos colidam é de um quarto do perímetro, distante do meio amplificador, com uma margem de erro razoavelmente grande.

Desde que os pulsos são coerentes, interferem entre si, criando uma onda estacionária. Nos nós da onda a intensidade é máxima, saturando mais fortemente o absorvedor e minimizando as perdas. Nos anti-nós do campo o absorvedor não está saturado, mas o campo está em seu valor mínimo, novamente minimizando as perdas.

Com pulsos contrapropagantes que se encontram no absorvedor saturável há uma redução da energia necessária para saturar o absorvedor da ordem de 1,5 vezes em comparação ao uso de pulsos que alcançam o meio absorvedor separadamente [11]. Desde que o meio de ganho é continuamente bombeado, cada pulso alcança-o em instantes de tempo diferentes, mas percebendo o mesmo ganho, pois o amplificador relaxa, entre dois pulsos consecutivos, totalmente. Tendo como efeito líquido a multiplicação por 3 do parâmetro efetivo de saturação ( $S$ ), e assim pulsos mais curtos são obtidos do que aqueles produzidos por acoplamento de modos convencional (cavidade

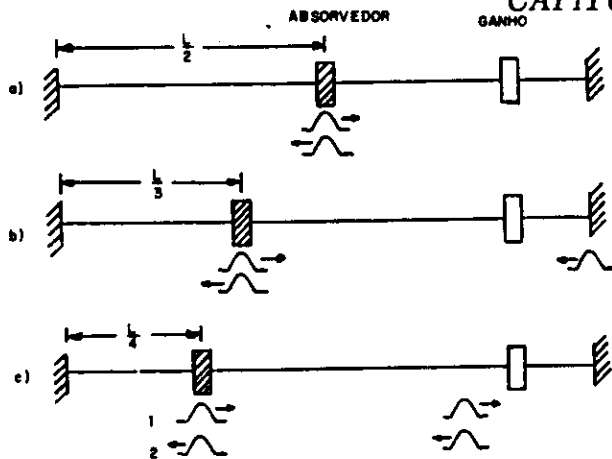


Figura 2.7: Pulsos na cavidade ressonante

linear).

## 2.6 Auto-Modulação de Fase

Em lasers CPM há um fato comum a todos os experimentos, que é o de o pulso de saída apresentar uma varredura de frequência ('chirp'), quando a frequência portadora varia no tempo.

Seja um pulso da forma

$$A(t) = \exp[i(\omega_0 t - \Phi(t))] \quad (2.8)$$

a frequência instantânea será

$$\omega = \frac{d}{dt}[\omega_0 t - \Phi(t)] = \omega_0 + \delta\omega \quad (2.9)$$

$$\delta\omega = -\frac{d\Phi(t)}{dt} \quad (2.10)$$

onde o coeficiente que identifica a varredura de frequência é

$$C = \frac{d}{dt}(\delta\omega) = -\frac{d^2\Phi(t)}{dt^2} \quad (2.11)$$

Tais pulsos ultra-curtos apresentam grande largura espectral, tornando-os muito sensíveis a dispersão quando se propagam por meios dispersivos e como conteúdos espectrais diferentes experimentam defasagens diferentes, acontece uma redistribuição

das frequências de acordo com a energia do pulso, da posição relativa da frequência portadora e do centro da linha de absorção. A esta redistribuição de frequência dá-se o nome de varredura de frequência, apresentando-se de duas maneiras, 'down-chirp', a frequência decai no tempo ( $\Phi'' > 0$ ) e 'up-chirp' a frequência aumenta no tempo ( $\Phi'' < 0$ ).

A produção de varredura de frequência dá-se por auto-modulação de fase e por dispersão de velocidade de grupo, esta última causa será vista no item 2.7 adiante.

Quando um pulso suficientemente intenso passa através do absorvedor saturável, seu coeficiente de absorção, muda no tempo devido à saturação do absorvedor, resultando numa mudança temporal do índice de refração que por sua vez induz uma mudança no tempo da fase dada por:

$$\Phi(t) = -\frac{\omega_0 L_e}{c_0} n(t) \quad (2.12)$$

Portanto o fenômeno de auto-modulação de fase está relacionado à não linearidade do índice de refração que certos meios apresentam quando submetidos a altas intensidades e como já foi visto, seu efeito é um alargamento no espectro e produção de varredura de frequência.

Se expressarmos o índice de refração do meio como

$$n = n_0 + n_2 I(t) \quad (2.13)$$

onde

$n_0$  = índice de refração para baixas intensidades e

$n_2$  = constante,  $n_2 > 0$

e considerarmos a propagação de uma onda eletromagnética

$$E(t) = E_0 \exp[i(\omega_0 t + kz)] = E \exp[i\Phi(t)] \quad (2.14)$$

então:

$$\Phi(t) = \omega_0 t + \frac{\omega_0}{c} n z \quad (2.15)$$

$$\Phi(t) = \omega_0 t + \frac{\omega_0 n_0}{c} z + \frac{\omega_0 n_2}{c} I(t) z \quad (2.16)$$

teremos um desvio na frequência da radiação  $\delta\omega$

$$\delta\omega = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{\omega_0 z n_2}{c} \frac{\partial}{\partial t} [E^2(t)] \quad (2.17)$$

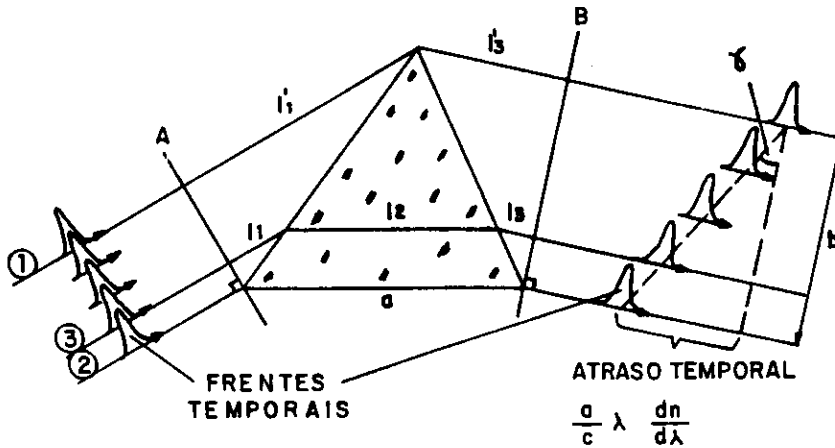


Figura 2.8: Atraso transversal num feixe propagando em um prisma

## 2.7 Compressão Temporal através da Compensação da Dispersão de Velocidade de Grupo

### 2.7.1 Dispersão da Velocidade de Grupo

Com um feixe de raios paralelos propagando em um prisma, sabe-se que o comprimento do caminho óptico entre o plano de incidência e o de saída é o mesmo para qualquer um dos raios, se os efeitos da dispersão são desprezíveis.

No caso real, onde o prisma é um meio dispersivo (Figura 2.8), tem-se que durante a refração de um feixe de raios paralelos a seguinte expressão:

$$L_1 + nL_2 + L_3 = na \quad (2.18)$$

onde

$n \equiv$  índice de refração do prisma e

$a \equiv$  comprimento da base do prisma

A velocidade de propagação de um pulso de luz é igual a velocidade de grupo, dada por

$$V_g = \frac{c}{n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}} \quad (2.19)$$

Os tempos de propagação para dois raios, nomeados 1 e 2, do plano A ao plano B, são dados por

$$T_1 = \frac{L'_1}{c} + \frac{L'_2}{c} = \frac{na}{c} \quad (2.20)$$

$$T_2 = \frac{a}{c(n - \frac{dn}{d\lambda})} \quad (2.21)$$

E o raio 2 é atrasado em relação ao raio 1 de

$$\Delta T = T_2 - T_1 = -\frac{a \lambda \frac{dn}{d\lambda}}{c d\lambda} \quad (2.22)$$

O atraso temporal local através do feixe é proporcional ao caminho óptico do raio dentro do prisma e o atraso continuamente aumenta ao longo da transversal do feixe.

Para diferentes materiais ópticos, o valor típico de  $\lambda \frac{dn}{d\lambda}$  é 2 - 20 % [14]. Então, v.g., considerando um prisma de 2 cm de comprimento da base, nós obtemos um atraso de 1,4 - 14 ps.

O atraso total pode ser descrito por  $\tan \gamma$ , onde  $\gamma$  é o ângulo da frente de atraso do pulso, e da Equação 2.22 vem:

$$\tan \gamma = \frac{a \lambda \frac{dn}{d\lambda}}{b d\lambda} \quad (2.23)$$

Sabendo que a dispersão angular é dada por

$$\frac{de}{d\lambda} = \frac{a}{b} \frac{dn}{d\lambda} \quad (2.24)$$

Nós obtemos das Equações 2.23 e 2.24

$$\tan \gamma = \lambda \frac{de}{d\lambda} \quad (2.25)$$

Um feixe difratado por uma grade, apresenta também um atraso temporal através da largura do feixe [12,13]. Pode-se mostrar que a Equação 2.25 é válida também para uma grade. Além disso é uma equação geral e aplicável para qualquer dispositivo que apresente dispersão angular.

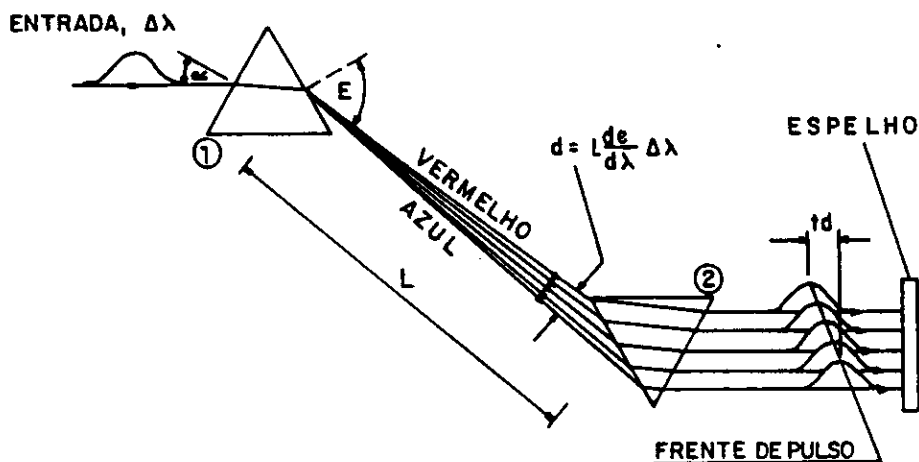


Figura 2.9: Linha de atraso dispersiva

### 2.7.2 Compressão Temporal através de um par de prismas

Esta técnica utiliza o fato que prismas introduzem na cavidade uma linha de atraso dispersiva, onde os tempos de propagação são diferentes para diferentes componentes espectrais. O princípio de operação deste compressor é mostrado na Figura 2.9.

Consiste de um par de prismas idênticos arranjados de forma que o plano de saída do primeiro prisma está paralelo ao plano de entrada do segundo prisma.

As diferentes componentes espectrais do pulso de entrada incidem no prisma dois na forma de um feixe de raios paralelos transversalmente deslocados. Devido a dispersão do prisma 1, a largura do feixe antes de entrar no segundo prisma é aproximadamente dada por

$$d = L \frac{de}{d\lambda} \Delta\lambda \quad (2.26)$$

onde

$\frac{de}{d\lambda} \equiv$  dispersão angular do prisma,

$L \equiv$  distância entre os prismas (de vértice a vértice) e

$\Delta\lambda \equiv$  largura espectral do pulso inicial.

As diferentes componentes espectrais percorrem diferentes caminhos no segundo prisma, havendo um atraso temporal transversal no feixe de

$$T_d = \frac{d \tan \gamma}{c} = \frac{d\lambda}{c} \frac{de}{d\lambda} \quad (2.27)$$

Estes raios paralelos transversalmente deslocados são refletidos de volta em um espelho e emergem do prisma 1 coincidentes com o pulso inicial. Numa cavidade em anel utiliza-se ao invés deste espelho um segundo par de prismas igual ao primeiro, e assim recupera-se o pulso idêntico à aquele que incidiu no primeiro prisma [14]. Combinando-se as Equações 2.26 e 2.27 e considerando a dupla passagem através dos prismas, o atraso total é:

$$T = \frac{2L\lambda}{c} \left( \frac{de}{d\lambda} \right)^2 \Delta\lambda \quad (2.28)$$

E a constante de dispersão temporal é :

$$\frac{dT}{d\lambda} = \frac{2L\Delta\lambda}{c} \left( \frac{de}{d\lambda} \right)^2 \quad (2.29)$$

Considerando os sinais da dispersão, a componente vermelha é atrasada em relação à azul (dispersão negativa), um par de prismas apresenta dispersão de velocidade de grupo negativa e portanto pode ser usado para compensar a varredura de frequência positiva (azul na frente e vermelho atrás) de pulsos laser e assim comprimí-los temporalmente ainda mais.

## 2.8 Autocorrelação

Devido aos pulsos obtidos serem de duração temporal muito curta ( $\sim 1$  ps), não sendo então possível medir este tempo utilizando procedimentos convencionais, adotou-se então a técnica de autocorrelação de dois pulsos que baseia-se em um processo não-linear de geração de segundo harmônico (SHG), onde o arranjo experimental é mostrado na Figura 2.10. [15,16,17,18].

O pulso óptico é dividido em dois feixes que percorrerão caminhos diferentes, sendo então recombinados em um cristal não linear. Os feixes são arranjados de forma que nenhum SHG seja detectado quando qualquer um dos feixes é bloqueado ou quando os dois pulsos cheguem ao cristal em tempos suficientemente diferentes.

A sobreposição temporal dos dois feixes no cristal pode ser variada pela mudança do comprimento de um dos caminhos que os feixes divididos percorrem. O total de SHG detectado é máximo quando os dois pulsos são coincidentes e decresce com o aumento do atraso entre um pulso em relação ao outro.

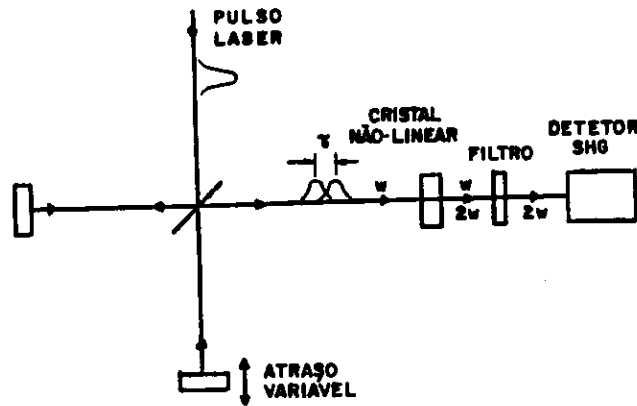


Figura 2.10: Arranjo experimental do Sistema de Autocorrelação

A função de auto-correlação de segunda ordem da intensidade  $I(t)$  é dada por:

$$G^2(t) = \frac{\langle I(t)I(t + \tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} \quad (2.30)$$

onde os brackets indicam uma média num intervalo de tempo suficientemente grande.

Se  $I(t)$  é um pulso isolado,  $G^2(\tau)$  é nula para um grande atraso relativo  $\tau$  e sua largura à meia altura mede a duração da intensidade  $I(t)$ . A determinação precisa da largura do pulso necessita do conhecimento do perfil de  $I(t)$ .

Considere o caso onde  $I(t)$  apresenta um perfil gaussiano. A intensidade pode ser descrita por:

$$p(I)dI = \frac{1}{\langle I \rangle} e^{-\frac{I}{\langle I \rangle}} dI \quad (2.31)$$

onde  $p(I)dI$  é a probabilidade de observar a intensidade  $I$  em um intervalo de tempo  $dI$  e  $\langle I \rangle$  é a intensidade média. Para grandes valores de  $\tau$ , onde  $I(t + \tau)$  e  $I(t)$  são variáveis independentes a Eq. 2.31 produz:

$$G^2(\tau \rightarrow \infty) = \frac{\langle I(t) \rangle^2}{\langle I(t) \rangle^2} = \frac{1}{2} \quad (2.32)$$

Desde que  $G^2(0)$  é por definição unitário, vemos que o sinal sempre produzirá um pico em sua função de auto-correlação com  $G^2(0)/G^2(\infty) = 2$ . A largura deste pico



é uma medida da coerência temporal e sempre relacionada ao inverso da largura espectral da fonte. A informação sobre o comportamento temporal está contida na razão  $G^2(0)/G^2(\infty)$ , chamada razão de contraste. Razões de contraste diferentes de 2 implicam em algum desvio puramente fruto do comportamento randômico do sinal.

Diversas correlações de ordens mais altas são também de interesse. A função de terceira ordem

$$G^3(0, t) = \frac{\langle I^2(t)I(t + \tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle} \quad (2.33)$$

apresenta uma razão de contraste de 3. Com geração de segundo harmônico seguida de correlação de segunda ordem pode-se também medir

$$G^{2n}(0, \dots, \tau, \dots) = \frac{\langle I^n(t)I^n(t + \tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle} \quad (2.34)$$

que resulta numa razão de contraste de  $(2n)!/(n!)^2$ . No limite de  $n$  grande obtemos o contraste de um único e isolado pulso.

A duração de um pulso pode ser estimada simplismente medindo a largura  $\tau$  da parte da correlação devida ao envelope do pulso.

$\Delta\tau/\Delta t$  depende do perfil do pulso. Na Figura 2.11 temos os valores teóricos de  $\Delta\tau/\Delta t$  para diversos perfis de pulsos. Também mostra-se para cada caso a largura espectral esperada. Comparações entre a largura espectral predita e a experimental consistem em bons testes para fornecer subsídios ao se assumir o perfil de pulso adequado. Se a largura de banda é muito maior do que a esperada para um perfil razoável, há duas possíveis causas. Ou o experimento não resolveu as correlações dos picos dos ruídos, indicativos de amplitude de subestruturas, ou o pulso contém modulação em frequência que não apareceu na medida de correlação. A largura a meia altura dos pulsos em questão será

$$t_{1/2} = \frac{2\Delta L}{(\Delta\tau/\Delta t)c} \quad (2.35)$$

## 2.9. Alargamento Espectral utilizando Fibras Ópticas

Este trabalho originou de observações que pode-se comprimir pulsos ópticos, através de sua propagação em fibras ópticas, pelo efeito conhecido como sóliton, que envolve uma combinação da auto-modulação de fase (AMF) com uma compressão distribuída causada pela dispersão de velocidade de grupo negativa [19,20,21,1].

$I(t)$	$\Delta\tau/\Delta t$	$\Delta t \Delta\nu$
$1 \ (0 \leq t \leq \Delta t)$	1	0.886
$\exp \left\{ -\frac{(4 \ln 2)t^2}{\Delta t^2} \right\}$	$\sqrt{2}$	0.441
$\operatorname{sech}^2 \left\{ \frac{1.76 t}{\Delta t} \right\}$	1.55	0.315
$\exp \left\{ -\frac{(\ln 2)t}{\Delta t} \right\} \ (t \geq 0)$	2	0.11

Figura 2.11:  $\frac{\Delta\tau}{\Delta t}$  X Perfis de pulsos

Medindo a largura espectral do pulso antes e depois de propagar em uma fibra óptica monomodo em um comprimento de onda adequado e notando o alargamento ocorrido pode-se estimar qual é a potencialidade deste pulso em ser comprimido.

A AMF é um efeito não linear que tem sua origem na dependência em intensidade que o índice de refração assume em regime de altas intensidades de luz. Por sua vez, DVG é o nome frequentemente usado para a chamada dispersão cromática, na linguagem da literatura em fibras ópticas, e tem sua origem na dependência do índice de refração com o comprimento de onda.

Podemos expressar o índice de refração, no regime de altas intensidades como:

$$n = n_0 + n_2 I \quad (2.36)$$

$n_2$  é o coeficiente não linear, cujo valor para a sílica é de  $3,2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ .

Ao entrar na fibra, um pulso da forma

$$\Psi_i = A(t) \exp[i(\omega_0 - kz)] \quad (2.37)$$

vai se transformar na saída, em pulso da forma

$$\Psi_s = A(t) \exp[i(\omega_0 - k'z)] \quad (2.38)$$

Chamando  $\xi = \omega_0 t - k'z = \omega_0 t - \frac{\omega_0 z n}{c}$ , e usando o valor de  $n$  descrito na Equação 2.36, temos

$$\xi = \omega_0 t - \frac{\omega_0 z n_0}{c} - \frac{\omega_0 z n_2 I}{c} \quad (2.39)$$

Calculando, a partir da Equação 2.39, a frequência instantânea, teremos

$$\omega(t) = \frac{d\xi}{dt} = \omega_0 - \frac{\omega_0 z n_2}{c} \frac{dI}{dt} \quad (2.40)$$

Nota-se então que aparecem novas frequências em uma faixa  $\delta\omega$  dada por:

$$\delta\omega \approx \frac{\omega_0 z n_2}{c} \frac{I_0}{t_p} \quad (2.41)$$

onde  $I_0$  é a intensidade de pico e  $t_p$  é a largura FWHM do pulso de entrada. Isto implica que a largura espectral do pulso de saída será dada por:

$$\Delta\omega_s \approx \Delta\omega_i + \frac{\omega_0 z n_2}{c} \frac{I_0}{t_p} \quad (2.42)$$

Em uma fibra óptica, contudo, existe a dispersão de velocidade de grupo, que dependendo do comprimento de onda pode ser positiva ou negativa. Na região onde a DVG é negativa, chamada dispersão anômala, a cauda do pulso que sofreu varredura de frequência ('chirp'), ou seja, a região de altas frequências, viaja mais rapidamente que a frente do pulso (região de baixas frequências). Desta forma, a fibra age como seu próprio compressor. Este efeito foi explorado nos chamados sólitons. Se, por outro lado, a DVG é positiva (ou normal) o seu efeito é o de alargar temporalmente o pulso. Assim a DVG positiva limita a largura espectral imposta pelo 'chirp'. Observou-se de estudos, contudo que a ação da DVG sobre o 'chirp' produzido pela AMF se faz no sentido de linearizar esta varredura de frequência sobre quase toda a duração do pulso, de modo que praticamente toda a potência do pulso de entrada aparece no pulso comprimido.

A evolução de um pulso óptico em uma fibra monomodo é expressa pela Equação não-linear de Schrodinger (adimensional):

$$i \frac{\partial V}{\partial(z/z_0)} = \frac{\pi}{4} \left( \frac{\partial^2 V}{\partial(t/t_0)^2} + 2 |V|^2 V \right) \quad (2.43)$$

onde  $V$  é a amplitude complexa do pulso e a variável temporal  $t$  é um tempo de retardo, definido de modo que, para qualquer distância  $z$  ao longo da fibra, o centro

do pulso está em  $t = 0$ . Assume-se que o pulso de entrada tem um envelope da forma:

$$V(z = 0, t) = \text{asech}(t/t_0) \quad (2.44)$$

Embora cálculos tenham sido originalmente desenvolvidos para a propagação de sólitons (caso onde  $DVG < 0$ ), eles se mantêm válidos quando  $DVG > 0$ . Define-se, então, o comprimento normalizado  $z_0$  como:

$$z_0 = \frac{0,322\pi^2 c^2 t_0^2}{\lambda |D(\lambda)|} \quad (2.45)$$

onde  $D(\lambda)$  é a dispersão de velocidade de grupo e  $t_0$  é a largura à meia altura na intensidade do pulso de entrada. Define-se também a amplitude normalizada de pico  $A$  como:

$$A = \left(\frac{P}{P_1}\right)^{1/2} \quad (2.46)$$

$P$  é a potência de pico do pulso de entrada e  $P_1$  é dado por:

$$P_1 = \frac{nc\lambda A^*}{16\pi z_0 n_2} \cdot 10^{-7} \quad (2.47)$$

onde designamos  $A^*$  como a área efetiva do núcleo da fibra.

Na região onde  $DVG < 0$  (sólitons),  $z_0$  é o período do sóliton e  $P_1$  é a potência de pico do sóliton fundamental.

Embora o caso de  $DVG > 0$  não apresente sólitons,  $z_0$  pode ser pensado como o comprimento de fibra exigido para que a largura temporal do pulso aproximadamente dobre (na ausência de AMF) e  $P_1$  é a potência de pico para que a AMF aproximadamente dobre a largura espectral do pulso em um comprimento  $z_0$  de fibra (na ausência de DVG).

# Bibliografia

- [1] M.C.Nuss, R.Leonhart, W.Zinth, 'Stable Operation of a Synchronously pumped Colliding Pulse Mode-Locked Ring Dye Laser', Opt.Lett., Vol.10, no.1, pp 16-18, Jan.1985.
- [2] S.Singh., 'Short Pulse Generation from a Flashlamp-Pumped Rodhamine 6G Dye Laser using the Colliding Pulse Mode-Locking Technique', Appl.Opt., Vol.26, no.1, pp 66-68, Jan.1987.
- [3] G.H.C New, 'Mode-Locking of Quasi Continuous Lasers', Opt.Comm. Vol.6, no.2, pp 188-192, Oct. 1972.
- [4] G.H.C.New, 'Pulse Evolution in Mode-Locked Quasi- Continuous Lasers', IEEE J.Quant.Electr., QE-10, no.2, pp 115-124, Febr.1974 .
- [5] R.L.Fork, O.E.Martinez, J.P.Gordon, 'Negative Dispersion using pairs of Prisms'. Opt.Lett., Vol.9, no.5, pp 150-152, May 1984.
- [6] C.V.Shank, R.L.Fork, F.Beisser, 'Basic Design Considerations for Femtoseconds Pulse Dye Lasers', Laser Focus, pp 59-62, Jun.1983.
- [7] J.A.Valdmanis, R.L.Fork, 'Design Considerations for a Femtosecond Pulse Laser Balancing Self Phase Modulation, Group Velocity Dispersion, Saturable Absorption and Saturable Gain', IEEE J.Quant. Electr., vol.QE-22, no.1, pp 112-118, Jan.1986
- [8] W.Dietel et Alli, 'Experimental and Theoretical Study Investigation of the Influence of a Saturation Grating in an Absorber on Pulse Generation in a Passively Mode-Locked Laser', Sov. J.Quant. Electr., Vol.13, no.1, pp 44-48, Jan.1983.

- [9] D.Kuhlke, W.Rudolph, B.Wilhelmi, 'Influence of a Transient Absorber Gratings on the Pulse Parameters of Passively Mode-Locked CW Dye Ring Lasers', *Appl.Phys.Lett.*, Vol.42, no.4, pp 325-327, Febr.1983.
- [10] M.Stix, E.p.Ippen, 'Pulse Shaping in a Passively Mode-Locking Ring Dye Lasers', *IEEE J.Quant. Electr. QE-19*, pp 520-525, Apr.1983.
- [11] O.E.Martinez, R.L.Fork, J.P.Gordon, 'Theory of Passively Mode-Locked Lasers including Self Phase Modulation and Group Velocity Dispersion', *Opt.Lett.*, Vol.9, no.5, pp 156-158, May 1984.
- [12] D.Grischkowsky, A.C.Balant, 'Optical Pulse Compression based on enhanced Frequency Chirping', *Appl.Phys.Lett.*, Vol.41, no.1, pp 1-3, Jul.1982.
- [13] O.E.Martinez, J.P.Gordon, R.L.Fork, 'Negative Group Velocity Dispersion Using Refraction', *J.Opt.Soc.Am.A*, Vol.1, no.10, pp 1003-1006, Oct.1984.
- [14] Zs.Bor, B.Racz, 'Group Velocity Dispersion in Prisms and its Application to Pulse Compression and Travelling-Wave Excitation', *Opt.Commun.*, Vol.54, no.3, pp 165-170, Jun.1985.
- [15] A.J.DeMaria, et all, 'Self Mode-Locking Lasers with Saturable Absorbers', *Appl.Phys.Lett.*, Vol.8, pp 174, 1966.
- [16] W.P.Weber, 'Generation and Measurement of Ultrashort Light Pulses', *J.Appl.Phys.*, Vol 39, no. 13, pp 6041-6044, Dec.1968.
- [17] M.Maier, W.Kaiser, J.A.Giordmaine, 'Intense Light Bursts in Stimulated Raman Effect', *Phys.Rev.Lett.*, Vol.17, pp 1275, 1966.
- [18] J.A.Armstrong, 'Measurement of Picosecond Pulses Widths', *Appl.Phys.Lett.*, Vol. no. 1, Jan. 1967.
- [19] R.H.Stolen, C.Lin, 'Self-Phase Modulation in Silica Optical Fibers', *Phys.Rev. A*, Vol.17, no. 4, pp 1448-1453, Apr.1978.
- [20] D.M.Bloom, L.F.Mollenauer, C.Lin, D.W.Taylor, A.M.DelGaudio, 'Direct Demonstration of Distortionless Picosecond Pulse Propagation in Kilometer-Length Optical Fibers', *Opt. Lett.*, Vol.4, no. 9, pp 297-299, Sept. 1979.

- [21] L.F.Mollenauer, R.H.Stolen, 'Solitons in Optical Fibers', *Fiberoptic Technology*, pp 193-198, Apr.1982.
- [22] W.J.Tomlinson, R.H.Stolen, C.V.Shank, 'Compression of Optical Pulses Chirped by Self-Phase Modulation in Fibers', *J.Opt. Soc.Am.B*, Vol.1, no. 2, pp 139-149, Apr. 1984.





## Capítulo 3

# Montagem do Laser de Corante do tipo CPM bombeado por lâmpada flash

### 3.1 Teoria de Operação do Laser de Corante bombeado por lâmpada flash

Neste trabalho utilizou-se um laser de corante pulsado, Marca Chromatix, modelo CMX-4. O meio ativo utilizado é uma solução de Rodamina 6G,  $C_{32}H_{45}N_2O_3$ , em metanol e água (1/1). O bombeio óptico das moléculas de corante é feito por uma lâmpada flash linear de xenônio.

Quando o corante é bombeado por uma fonte de luz intensa, as moléculas são excitadas para um nível alto do estado singlete,  $S_n$ , e decaem a um nível baixo do estado singlete,  $S_1$ , sendo assim criada uma inversão de população entre este estado ( $S_1$ ) e os níveis vibracionais-rotacionais do estado fundamental  $S_0$  (Figura 3.1). Para uma eficiência ótima é desejável que as moléculas de corante permaneçam no nível  $S_1$  até que decaiam estimuladamente. Porém há muitos processos não radiativos que competem com a emissão de luz. Uma molécula excitada pode alternativamente decair para um estado triplete baixo, atuando como sorvedouro de moléculas energeticamente ativas, além de que há absorção triplete-triplete causando perdas adicionais no processo, assim reduzindo a quantidade de moléculas disponíveis à emissão estimulada.

Estes problemas podem ser contornados por um bombeio rápido, para se ter uma inversão de população antes que as moléculas decaiam ao estado triplete. No CMX-4,

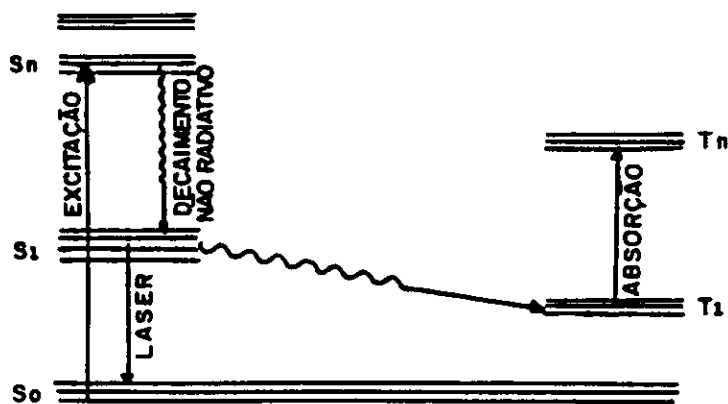


Figura 3.1: Diagrama de níveis de energia da molécula de Rh 6G

a lâmpada flash descarrega-se em menos de  $2 \mu\text{s}$ . A radiação emitida pela lâmpada flash possui uma significativa radiação na região do ultra-violeta. Esta radiação de alta energia pode ser muito destrutiva às moléculas do corante. Entretanto na construção do CMX-4, introduziu-se um conveniente sistema de filtragem desta radiação não desejada.

Esta filtragem se dá em dois passos: 1) Um tubo de quartzo fundido absorve toda radiação ultra-violeta em comprimentos de onda até 260 nm. 2) O tubo que contém o fluxo de corante na sua configuração padrão (quartzo fundido dopado com urânio) absorve a radiação numa faixa de comprimento de onda até 360 nm. Com este tubo a degradação do corante devida à radiação ultra-violeta é substancialmente reduzida.

A qualidade óptica do feixe no CMX-4 está relacionada aos efeitos térmicos que ocorrem na solução do corante amplificador devido à lâmpada flash. Para minimizar estes efeitos, o módulo de bombeio circula o corante numa taxa, tal que, há troca de fluido na cela a cada 6 milisegundos. Com esta taxa de fluxo rápida, efeitos nas camadas periféricas do tubo que contém o fluxo de corante, permitem a formação de gradientes térmicos, os quais causam efeitos adversos na qualidade óptica do feixe. Os melhores resultados são conseguidos através de baixas taxas de repetição do pulso do flash (5 Hz), energia de bombeio óptico baixas e corantes que permitem alta porcentagem de água como solvente (água apresenta melhores propriedades térmicas do que metanol ou outros solventes orgânicos). Em nosso caso utilizamos, na solução do meio amplificador (Rodamina 6G), solvente à 50% água 50% metanol.

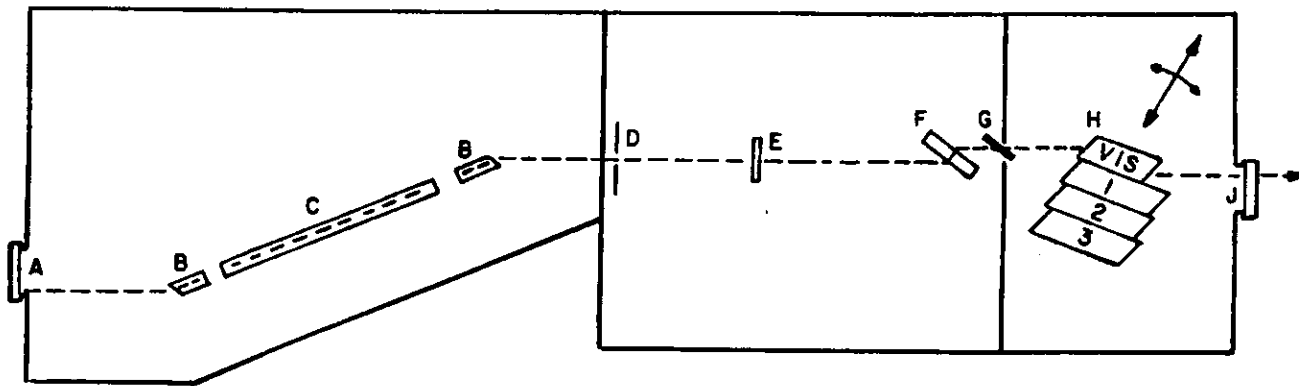


Figura 3.2: Sistema Óptico original

## 3.2 Descrição do Laser Chromatix na sua forma original

### 3.2.1 Descrição do Sistema Óptico

O laser de corante Chromatix, modelo CMX-4, bombeado por Lâmpada flash, proporciona radiação na porção visível do espectro. Um esquema do sistema óptico é mostrado na Figura 3.2.

O comprimento da cavidade ressonante é de 1,06 m, comum a taxa de emissão dos pulsos de 166 MHz.

A cabeça do laser é composta de três compartimentos revestidos de alumínio. A cavidade ressonante é terminada por dois espelhos dielétricos planos, chamados de A e J. O espelho A é alto refletor (100%) e o espelho J é o espelho de saída apresentando uma transmissão de 10 a 15%.

O compartimento de bombeio contém uma lâmpada flash linear de Xenon e um tubo de quartzo com fluxo constante de corante de 8 cm de comprimento, envolvidos por um refletor óptico (C), onde estão posicionados nos focos da elipse (Figura 3.3), o tubo que contém o corante é terminado por duas janelas em ângulo de Brewster (B).

A seção dos elementos de sintonia contém uma íris (D), um carrossel de etalons (E) e um elemento de sintonia birrefringente (F). O elemento G é uma janela de

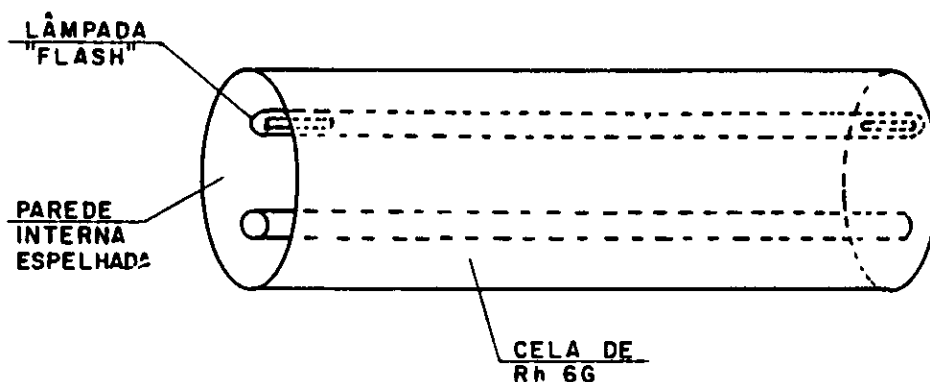


Figura 3.3: Compartimento de bombeio (vista transversal)

Brewster de quartzo fundido, usada para selar hermeticamente o compartimento dos cristais.

### 3.2.2 Descrição do Sistema Elétrico

A potência de entrada está conectada em um autotransformador. Pela seleção da derivação elétrica própria neste auto transformador, voltagens de 180 V AC até 260 V AC podem ser obtidas.

A voltagem de saída do autotransformador é de 200  $\pm$  10 V AC, a qual aciona as fontes de alta e baixas voltagens variáveis. Uma derivação elétrica de 100 V AC no auto transformador aciona a bomba d'água, a ventoinha de vácuo e a bomba de corrente.

O operador deve ajustar a fonte de alta voltagem variável para carregar paulatinamente o capacitor ( $C=0,5 \mu\text{F}$ ) de descarga da lâmpada flash para qualquer voltagem de 0 a 7,8 kV (0 a 15 J). Quando o 'spark-gap' é disparado, a energia do capacitor é descarregada na lâmpada flash.

A fonte de baixa voltagem proporciona potência para operação correta do 'spark-gap' e do flash. A linha de 'sync' de 50 ou 60 Hz é dividida pelo circuito de tempo para a frequência selecionada, e sua saída alimenta o circuito cuja função é bloquear o 'spark-gap' de acender a lâmpada flash.

### 3.2.3 Caracterizações Gerais

A solução de corante usada, para ter pico de emissão em 590 nm, é composta de 250 mg de Rodamina 6G dissolvida num solvente formado numa razão de 1/1 de 2 litros de água deionizada e 2 litros de metanol. As características do laser na sua forma original são:

• duração temporal do pulso de saída	1 $\mu$ s
• jitter 'típico'	300 ns
– máximo	1 $\mu$ s
• potência de pico	7 kW
• largura de linha	1.6 Angstroms
• range de sintonia	435 nm a 730 nm
• diâmetro do feixe	~ 3 mm no espelho de saída
• divergência do feixe	< 1mili-radiano em 5 Hz
• polarização do feixe	região visível: horizontal
• estabilidade de amplitude do pulso	$\pm$ 10%
• funções auxiliares de interface	
– sync out	0 a 10 V DC, largura: 10 $\mu$ s
– gate out	0 a 10 V DC, largura: 10 $\mu$ s
– trigger in	Onda quadrada
* amplitude	8 a 15 V DC
* largura temporal	10-100 $\mu$ s
* tempo de subida	10 $\mu$ s

### 3.3 Procedimentos Experimentais para Montagem do Laser CPM

No desenvolvimento deste trabalho foram montados três tipos de configurações de cavidades ressonantes, a saber:

1. Cavidade Linear Plano-Plano
2. Cavidade Linear Plano-Côncava
3. Cavidade em Anel

A primeira configuração adveio de trabalhos de Bradley et al. [1,2,3], onde indicava o acoplamento passivo de modos utilizando uma cavidade ressonante linear formada por dois espelhos planos. Como não obtivemos resultados satisfatórios, como descreveremos em detalhes a seguir. Partimos então para uma nova configuração.

A segunda configuração adveio da necessidade de aumentar a intensidade do feixe do laser na cela contendo o absorvedor saturável, a fim de otimizar o parâmetro S. E através de trabalho de Fragnito [4] obtivemos subsídios à esta montagem. Novamente não obtendo resultados satisfatórios, passamos à outra configuração.

A terceira e última configuração montada foi cavidade ressonante em anel, aonde nos subsidiou os trabalhos referenciados no Capítulo II [1,6,7,8,10,11,12,14 e 15]. Nesta configuração obtivemos um trem de pulsos ultracurtos com durações de 896 fs, que descreveremos adiante.

#### 3.3.1 Cavidade Ressonante com Geometria Linear Plano-Plano

Retiramos o espelho traseiro laser e o posicionamos a 34 cm de sua localização original, a fim de introduzirmos a cela de absorvedor saturável.

Em primeiro lugar, variamos a concentração do meio amplificador (Rodamina 6G) a fim de obtermos a máxima potência de saída (Figura 3.4) numa taxa de repetição de 5 pps e uma tensão aplicada no flash de 7,5 kV.

Otimizamos a potência de saída numa concentração de Rodamina 6G de  $1,51 \cdot 10^{-4}$  M.

Nossas medidas neste estágio foram feitas utilizando fotodetector PIN 10 D, marca UDT, polarizado com +9 V, acoplado em osciloscópio Tektronix 7904, gavetas 7A26 e 7B92A.

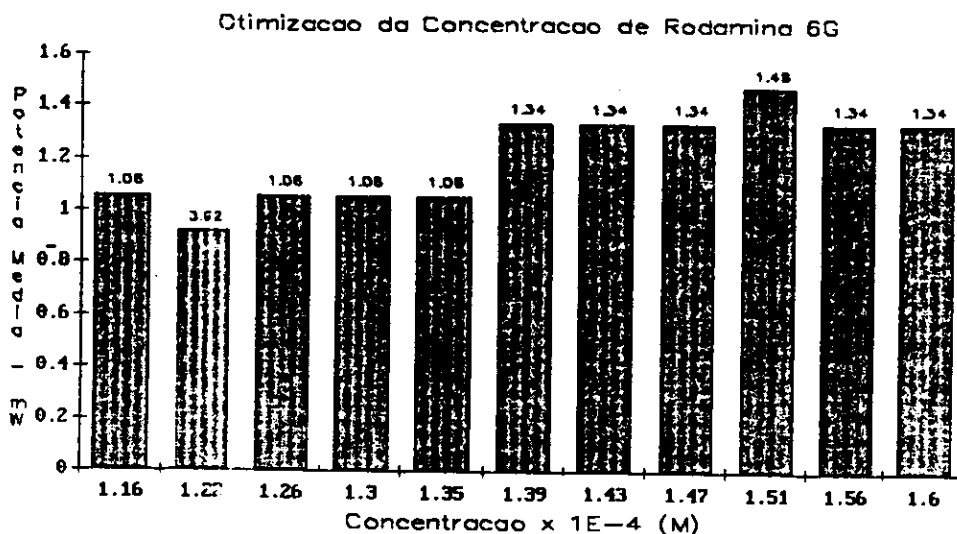


Figura 3.4: Potência média (mW) X Concentração de Rh 6G (M)

A cela contendo o absorvedor saturável, tem caminho óptico com comprimento de 1 mm e as janelas possuem filme anti-refletor centrado em 620 nm e o absorvedor circula continuamente.

Conforme trabalhos de Bradley [1,2,3], o acoplamento passivo de modos em uma cavidade ressonante linear é mais facilmente obtido quando a cela que contém o absorvedor saturável está em contato óptico com o espelho 100 % refletor.

Devido aos suportes mecânicos disponíveis não permitirem o contato óptico entre o espelho 100 % refletor e a cela do absorvedor saturável, tentou-se a seguinte hipótese: assegurar que o pulso encontra o absorvedor completamente relaxado e pronto para um novo chaveamento. Para isto posicionamos a cela a 17,4 cm do espelho traseiro, pois temos que controlar dois tempos distintos,  $t_p$  e  $\tau$ . Por  $t_p$  entende-se o tempo que o pulso leva para atravessar a cela do absorvedor, refletir no espelho e novamente alcançar a cela e por  $\tau$  entende-se o tempo de relaxação do absorvedor saturável (DODCI) igual a 1 ns. Então temos a seguinte condição  $t_p > \tau$  e no limite:  $t_p = \tau$ .

Ao ir realinhando o sistema com o aumento gradativo da concentração de DODCI, notamos que a energia existente no sistema era insuficiente para a plena estabilidade da emissão laser. Como há limite na potência de bombeio, aumentou-se o ganho do meio amplificador pelo aumento de sua concentração.

Aumentando para  $2,8 \cdot 10^{-4}$  M a potência de pico de saída aumentou 50% do seu valor inicial, mas ao passar para  $4,1 \cdot 10^{-4}$  M a potência caiu -25% da inicial e para  $5,4 \cdot 10^{-4}$  M para -50% da inicial. Nota-se que o ganho vai saturando, e aumentando a emissão estimulada amplificada (ASE) que emite em todas as direções, fazendo com que o ganho do meio ativo diminua. Então há um limite máximo no ganho do meio ativo por uma concentração de  $2,8 \cdot 10^{-4}$  M.

Com esta nova concentração do meio de ganho, passamos a aumentar paulatinamente a concentração do absorvedor saturável sem levar em conta a posição da cela. Notamos que, com a cela de DODCI fora de sua posição, o absorvedor age apenas como um filtro pois a potência de saída diminui com o aumento da concentração da solução do absorvedor saturável.

Nota-se também que numa concentração baixa,  $10^{-5}$  M, de DODCI, a faixa de sintonia em comprimento de onda é grande, de 578 nm a 625 nm, com o pico desta banda em 590 nm. Ao aumentarmos a concentração uma ordem de grandeza,  $10^{-4}$  M, a faixa de sintonia é sensivelmente estreitada, de 608 nm a 618 nm, com o pico da banda de emissão deslocado para 610 nm. Então há deslocamento do pico da banda de emissão para o vermelho com a presença do absorvedor saturável, vide Figura 3.5.

Percebe-se também, drástica redução na potência de pico do pulso emitido, de 66 mW (a  $10^{-5}$  M) para 6,6 mW (a  $10^{-4}$  M). Bem como pequeno estreitamento temporal de  $0,8 \mu$  s a  $0,1 \mu$  s.

Nesta configuração há muita instabilidade da emissão laser com nenhuma característica de acoplamento passivo de modos. Constatou-se que não há acoplamento de modos na cavidade, devido a não saturação completa do absorvedor saturável antes da saturação do meio amplificador. Como mostra a análise abaixo.

Seja  $F_{pb}$  a fluência do pulso (energia do pulso/secção reta irradiada) no absorvedor,  $F_{sb}$  a fluência de saturação do absorvedor, no valor de  $1,5 \text{ mJ/cm}^2$ , o diâmetro do feixe no absorvedor de 3 mm e  $E_p$  a energia do pulso esperado,  $2 \mu$ J. Sejam também  $A_a$  e  $A_b$  as áreas irradiadas no amplificador e no absorvedor respectivamente.

Sabemos que como condição de acoplamento de modos temos

$$F_{pb} > F_{sb} \quad (3.1)$$

$$F_{pb} = \frac{E_p}{A_b} > F_{sb} \quad (3.2)$$

$$\frac{E_p}{A_b} = \frac{2 \cdot 10^{-3} \text{ mJ}}{0,28 \text{ cm}^2} = 0,7 \cdot 10^{-2} \text{ mJ/cm}^2 \quad (3.3)$$



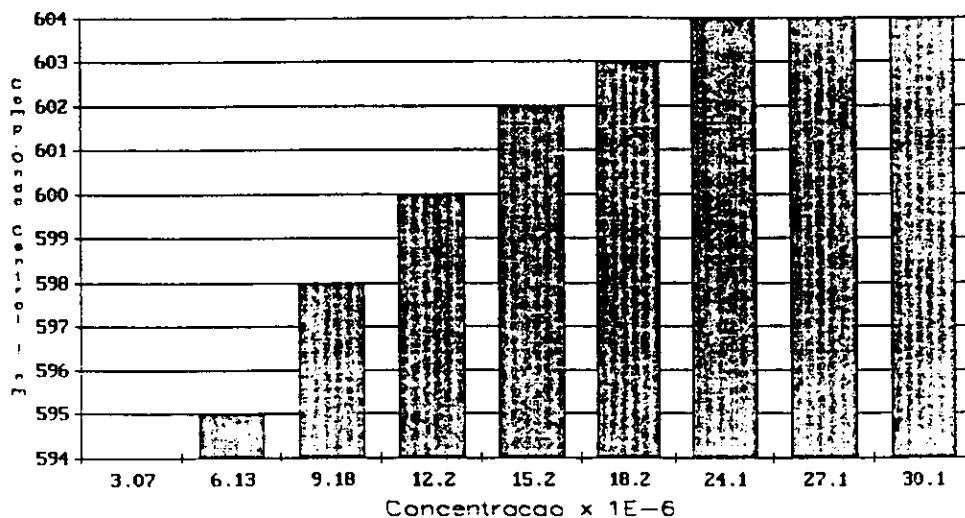


Figura 3.5: Comp.de Onda Central ( $\lambda_0$ ) (nm) X Concentração de Absorvedor Saturável (DODCI) (M)

Então  $F_{pb} = 0,7 \cdot 10^{-2} \text{ mJ/cm}^2 < 1,5 \text{ mJ/cm}^2$

Portanto a relação 3.1 não é satisfeita, devendo haver uma maior focalização da energia na cela do absorvedor saturável.

### 3.3.2 Cavity Ressonante com geometria Linear Plano-Côncava

Fizemos um estudo da geometria dos espelhos da cavity para termos uma maior focalização na cela de DODCI. Conforme trabalho de Fragnito, H. [4], vimos que para uma cavity hemisférica (plano-côncava) as equações que regem o tamanho da cintura do feixe  $w_0$  e a razão entre a cintura do feixe e o 'spot-size' no espelho côncavo  $w_{12}$ , são:

$$\omega_0^4 = 4d(R - r) \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \quad (3.4)$$

$$\frac{\omega_0}{\omega_{12}} = \sqrt{1 - \frac{d}{R}} \quad (3.5)$$

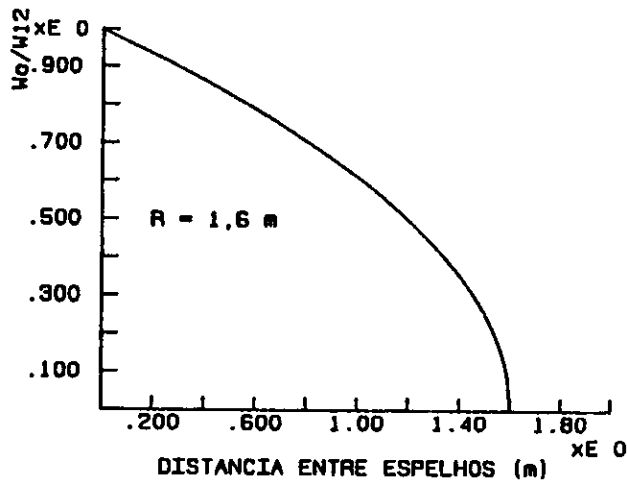


Figura 3.6: Razão  $\frac{\omega_0}{\omega_{12}}$  x Distância entre os espelhos (m) p/ R=1,6 m

onde

$d \equiv$  distância entre os espelhos

$R \equiv$  raio de curvatura do espelho côncavo

$\lambda \equiv$  comprimento de onda de interesse 590 nm

A partir das Equações 3.4 e 3.5, estimamos que para termos um 'spot-size' no absorvedor 10 vezes menor que o no espelho côncavo com raio de curvatura de 1,60 m os espelhos devem distar de 1,56 m, conforme mostram os gráficos abaixo, onde estão plotados nas Figuras 3.6 e 3.7 a razão entre  $\omega_0$  e  $\omega_{12}$  versus distância entre os espelhos para vários raios de curvatura dos espelhos de saída e na Figura 3.8 tem-se a cintura do feixe versus distância entre os espelhos. Assim, teoricamente, teremos a geometria do feixe no interior da cavidade aproximadamente como mostra a Figura 3.9.

Notamos que há divergência entre as previsões teóricas e a constatação experimental conforme mostra a tabela 3.1.

Esta divergência é devido ao efeito lente no meio amplificador produzido pela lâmpada flash, pois, ao longo da transversal da cela há variação do índice de refração devido ao aquecimento. Assim a distância focal do espelho côncavo contém uma componente, que produz uma focalização menor na cela do absorvedor saturável, do que a esperada.

Assim devido a essas dificuldades apresentadas e a impossibilidade de obter pulsos

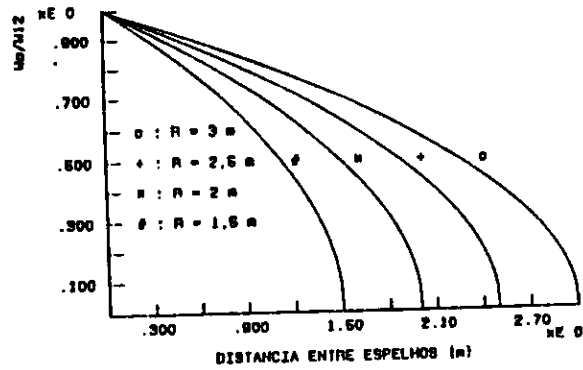


Figura 3.7: Razão  $\frac{\omega_0}{\omega_{12}}$  X Distância entre os espelhos (m) p/ vários R

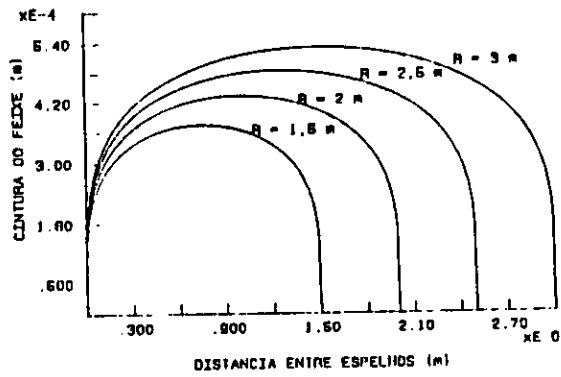


Figura 3.8: Cintura do feixe ( $\omega_0$ ) (m) X Distância entre os espelhos (m)

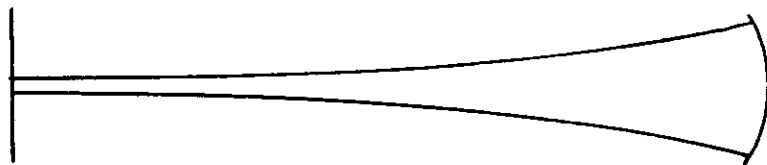


Figura 3.9: Geometria do feixe intra-cavidade

Tabela 3.1: Valores Experimentais de Spot-size na cela do Absorvedor Saturável (DODCI)

Comprimento da cavidade (m)	1,20	1,30	1,40	1,50	1,56
Spot size (mm)	3,5	3,0	3,0	3,0	3,0
Potência relativa	0,8	1,0	1,3	1,5	1,5
Duração ( $\mu$ s)	0,5	0,5	0,4	0,4	0,4

temporalmente mais curtos passamos então à montagem do laser de corante do tipo CPM.

### 3.3.3 Cavidade Ressonante com Geometria em Anel

Desmontamos a parte da cabeça do laser que contém os elementos de sintonia (F), conjunto de placas de cristais birrefringentes, substituindo-os por um bloco de sílica, pois devido ao arranjo óptico da cabeça do laser a fluorescência emergente da cela de rodamina deve fazer um desvio para alcançar a saída do sistema óptico original.

Os cristais birrefringentes atuam na sintonabilidade do espectro de emissão e possuem dois eixos de refração, i.é., dependendo do ângulo em que a luz incide percebe um índice de refração diferente (há dois índices). A diferença entre os dois índices  $\Delta n$  é a birrefringência.

Se um cristal birrefringente é colocado entre dois polarizadores perfeitos tal que a luz seja igualmente desdobrada entre os dois índices, então a luz transmitida como uma função do comprimento de onda tem a forma

$$\cos^2\left[\frac{\pi\Delta nL}{\lambda}\right] \quad (3.6)$$

onde L é o comprimento do cristal.

Se os polarizadores somente discriminam parcialmente a polarização ortogonal, a transmissão do elemento birrefringente não vai completamente a zero. Este é o caso do CMX-4 quando o elemento birrefringente é colocado no caminho óptico do laser em ângulo de Brewster.

Devido ao grande número de superfícies Brewster no CMX-4, a polarização na região do visível é plana horizontal.

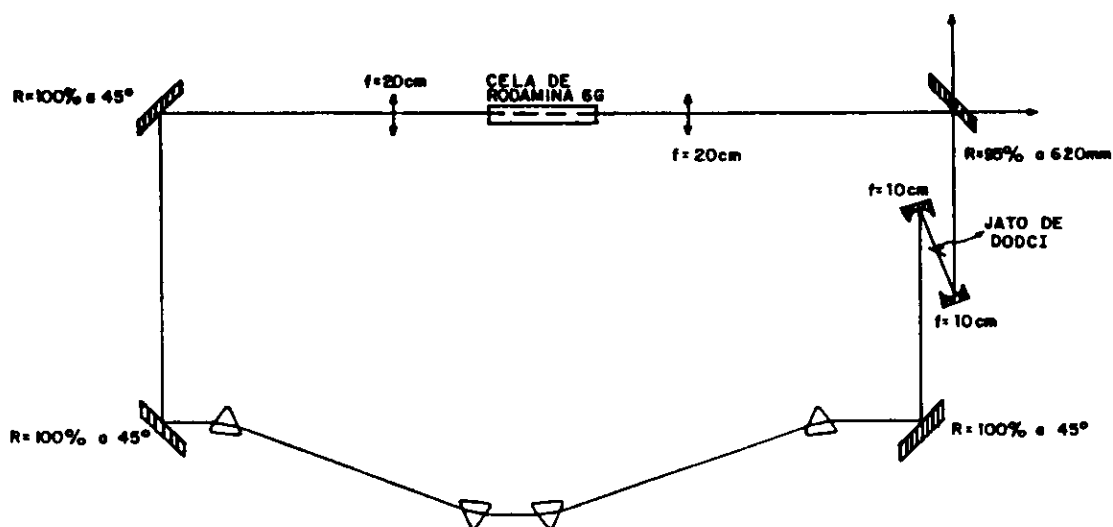


Figura 3.10: Laser de Corante Pulsado em Anel

A sintonia em comprimento de onda era feita pela rotação do conjunto de cristais no plano de polarização. Esta rotação resulta na mudança do índice de refração, mas o cristal permanece em ângulo de Brewster.

Desde que o laser tenta oscilar na condição de mínima perda, isto muda o comprimento de onda de forma que a Equação 3.6 continua produzindo 100% de transmissão.

A substituição dos elementos de sintonia deve-se então ao fato que selecionam uma frequência na qual há oscilação (de mínima perda). Ao serem retirados, o laser oscilará em toda a faixa de comprimento de onda possível. Para maximizar o acoplamento de modos é necessário ter grande faixa de frequência para obtermos um trem de pulsos ultra-curtos.

Passamos então à montagem do laser de corante com cavidade em anel com pulsos contrapropagantes. Após várias configurações em anel montadas, chegamos à uma altamente satisfatória descrita abaixo (Figura 3.10).

Utilizamos dois espelhos esféricos de raios de curvatura de 20 cm montados em

bases com resolução angular vertical e horizontal, bem como resolução longitudinal e transversal em relação à direção de propagação dos pulsos laser. Estes espelhos foram introduzidos na cavidade ressonante na forma de um 'Z' ao redor do jato de absorvedor saturável, a fim de obtermos um sistema de focalização da luz no absorvedor saturável, de forma controlada. O ajuste transversal está presente, pois com ele podemos controlar o astigmatismo intra-cavidade introduzido no feixe, e com o ajuste longitudinal controlamos a intensidade luminosa no jato de absorvedor saturável.

O jato de absorvedor saturável é posicionado em ângulo de Brewster em relação ao feixe intra-cavidade, com o objetivo de minimizar as perdas por reflexão. O jato de DODCI está montado numa base com resolução nas direções X, Y e Z. Com o ajuste na direção X, posicionamos o jato numa região de maior ou menor intensidade luminosa e uma mudança nesta direção implica num ajuste na direção transversal ao feixe (Y).

Os espelhos M1 a M4 foram montados em bases fixas tendo ajustes angulares vertical e horizontal, a fim de otimizar o alinhamento da cavidade ressonante.

Devido a cela de Rodamina 6G estar no interior de um compartimento selado na cabeça do laser, o sistema de focalização foi obtido através de um par de lentes bicôncavas cuja distância focal é de 30 cm arranjadas como mostra a Figura 3.10.

Introduzimos na cavidade ressonante dois pares de prismas a fim de compensar a dispersão da velocidade de grupo devida a auto-modulação de fase apresentada pelo pulso, tomando o seguinte cuidado: os prismas devem ser posicionados na condição de desvio mínimo e em ângulo de Brewster.

Como os prismas foram confeccionados de vidro BK7, que apresenta índice de refração em 590 nm de 1,5167, apresentam a seguinte configuração geométrica (Figura 3.11):

O prisma 1 foi montado numa base com translação perpendicular à base do prisma, pois consegue-se controlar a compensação da dispersão da velocidade de grupo, com a variação do comprimento do caminho óptico da luz no prisma.

Entre os prismas 2 e 3 foi introduzida uma lâmina metálica, com translação perpendicular ao feixe, com o intuito de barrar comprimentos de onda (indesejados) na região do amarelo e com isso conseguiu-se uma emissão de pulsos ultracurtos mais estável. Com a introdução desta lâmina, modulou-se a frente do pulso mais facilmente, antes parte da frente do pulso não apresentava nenhuma modulação.

Os importantes ajustes na otimização do sistema são os ajustes longitudinais nos espelhos M5 e M6 e os ajustes nas direções X e Y do jato do absorvedor saturável, e quase sempre um reajuste no espelho M3.

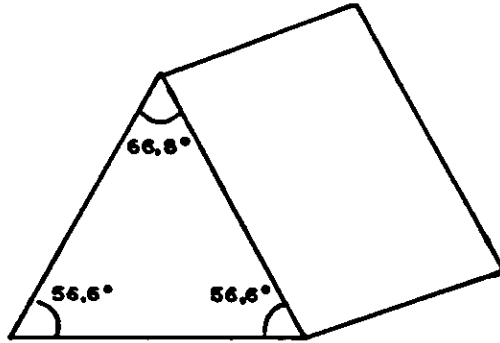


Figura 3.11: Prisma Brewster

Ajustamos a concentração do meio amplificador para se ter máxima potência de saída, chegando ao valor de  $3,01 \cdot 10^{-4}$  M com uma potência de pico de 30 W. Aumentamos paulatinamente a concentração do absorvedor saturável e ao atingirmos o valor de  $4,75 \cdot 10^{-4}$  M, as emissões começaram a ter totais características de acoplamento passivo de modos, ou seja 100% da emissões na forma de trens de pulsos ultra-curtos (Figura 3.12).



Figura 3.12: Trem de Pulsos Obtidos



# Bibliografía

- [1] E.G.Arthurs, D.J.Bradley, A.G.Roddie, 'Frequency-Tunable Transform Limited Picosecond Dye Laser Pulses', *Appl.Phys.Lett.*, Vol.19, no.11, pp 480-484, Dec.1971.
- [2] E.G.Arthurs, D.J.Bradley, A.G.Roddie, 'Passive Mode-locking of Flashlamp-Pumped Dye Laser Tunable between 580 and 700 nm', *Appl.Phys.Lett.*, Vol.20, no.3, pp 125-127, Feb.1972.
- [3] E.G.Arthurs, D.J.Bradley, A.G.Roddie, 'Buildup of Picosecond Pulse Generation in Passively Mode-Locked Rhodamine Dye Lasers', *Appl.Phys.Lett.*, Vol.23, no.2, pp 88-89, Jul.1973.
- [4] H.L.Fraguito, 'Eleccion de la Curvatura de los Espejos en Laseres Plegados', *Comun.Interna, Laboratorio de Electro-Optica, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales,*, Universidad Nacional de Buenos Aires, May 1975.



## Capítulo 4

### Resultados

#### 4.1 Utilizando como Absorvedor Saturável - DODCI

Apresenta-se um conjunto de três fotografias que mostram a evolução da formação do trem de pulsos ultra-curtos obtido com a técnica de mode-locking passivo utilizando como absorvedor saturável 3,3'- dietiloxadicarbocianina iodado (DODCI)

Na Figura 4.1 vemos o pulso com uma leve modulação indicado a formação do trem de pulsos, nota-se que a modulação mais intensa se dá na cauda do pulso. Na Figura 4.2 já se nota uma certa 'nuvem' indicando os pulsos ultra-curtos formados, porém com a frente do pulso não apresentando nenhuma modulação.

Na Figura 4.3 vemos uma fotografia com o trem de pulsos já formado apresentando pequena parte de sua frente não modulada mas com grande parte do pulso com uma modulação intensa. Esta frente do pulso não modulada foi presença constante em todas as emissões.

#### 4.2 Utilizando como Absorvedor Saturável - Malachita Verde

Foi também utilizado a título de enriquecimento do trabalho o corante Oxalato-Malachita Verde (Peso Molecular=927,02) para observar o seu comportamento como absorvedor saturável e constatou-se que este corante ao invés de 'Mode-Locking' provocou 'Q-Switching', como pode-se observar na Figura 4.4. Utilizou-se uma solução

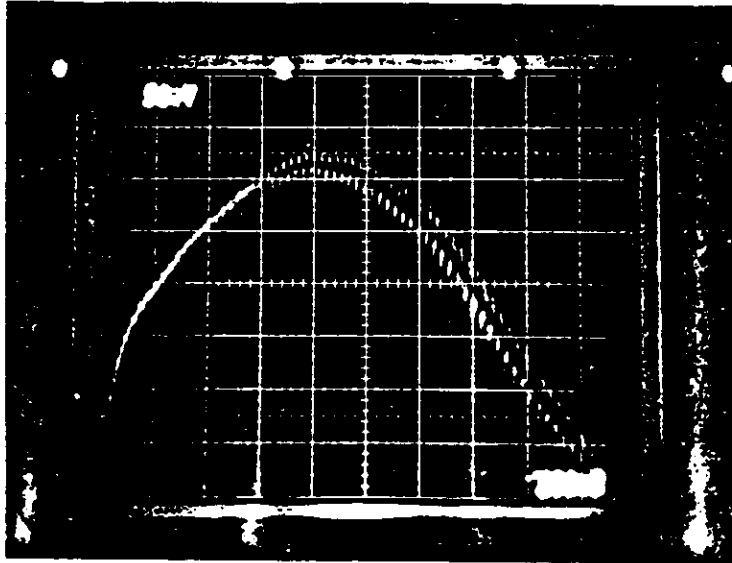


Figura 4.1: Formação do Trem de Pulsos - Foto 1

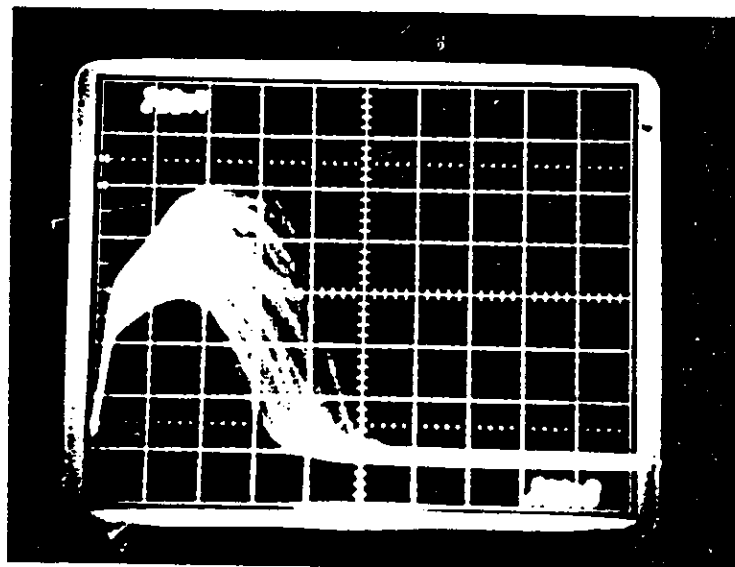


Figura 4.2: Formação do Trem de Pulsos - Foto 2

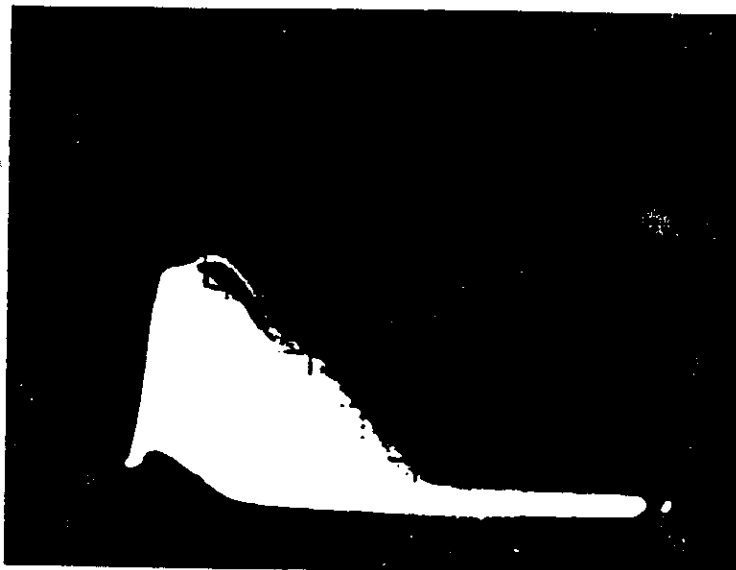


Figura 4.3: Formação do Trem de Pulsos - Foto 3

de etileno-glicol a  $1,51 \cdot 10^{-4}$  M, com arranjo de sistema focalizadores (lentes e espelhos) que ocasionavam uma razão  $I_{ab}/I_{ap} = 2$ . Na Figura 4.4 mostra-se o pulso obtido e na Figura 4.5 tem-se o espectro de absorção deste corante o qual apresenta pico em 625 nm, onde foi utilizada uma solução de amostra a concentração de  $0,7 \cdot 10^{-4}$  M.

### 4.3 Medida de Duração Temporal

Nas medidas de duração temporal dos pulsos gerados pelo laser CPM bombeado por lâmpada flash, fizemos a auto-correlação usando a configuração interferométrica.

Incidimos o trem de pulsos emitido pelo laser, numa taxa de repetição de 5 Hz em um divisor de feixes. Este divisor reflete parte (50%) do feixe para um espelho metálico plano fixo e a outra parte é refletida para outro espelho metálico plano, agora posicionado em uma base com controle na direção paralela ao feixe, podendo provocar assim o atraso de um trem de pulsos em relação a outro.

O sistema foi então alinhado, de forma que as duas partes do feixe sejam colineares e incidam em um cristal de KDP, aonde é gerado o segundo harmônico da radiação incidente.

Os feixes ao saírem do cristal gerador atingem dois filtros superpostos (Rolyn

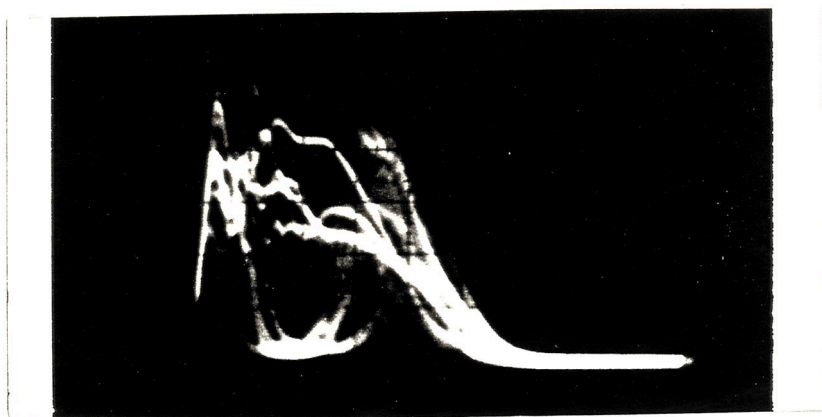


Figura 4.4: Q-Switching utilizando Malachita Verde

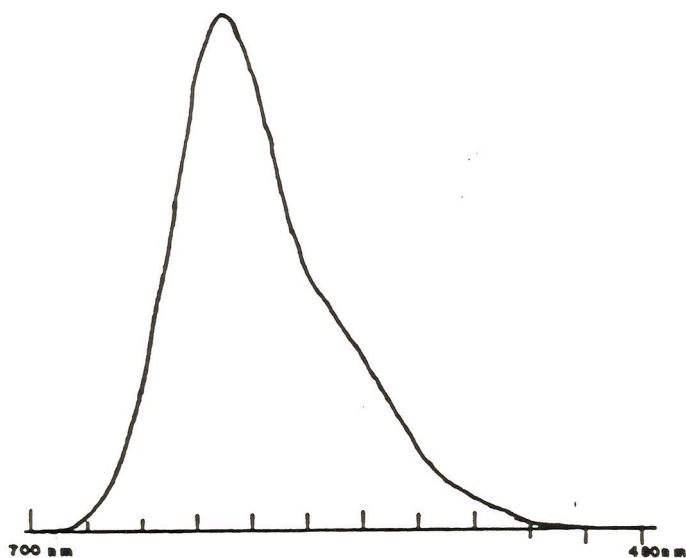


Figura 4.5: Espectro de Absorção da Malachita Verde

65.1015 e 65.1020), que permitiram somente a passagem da radiação na região do ultravioleta e em seguida atingem a fotomultiplicadora (Marca Hamamatsu, Modelo R446).

O sinal oriundo da fotomultiplicadora é recebido por um sistema integrador Box Car (Marca Princeton Applied Research Corp.-PAR, Modelo 160). Este aparelho pode ser considerado como o conjunto de dois sistemas. Um circuito analisador e outro amostrador. O primeiro percebendo parte ou o todo do sinal e o segundo tirando a média.

Na essência este instrumento amostra sincronizadamente um sinal com porta de entrada de largura variável, 'gate', a qual pode ser fixada em qualquer ponto deste sinal ou varrer-lo vagarosamente. Em nosso trabalho utilizamos a primeira forma de ação desta porta. Para aqueles sinais que passam através do 'gate' é retirada uma média por um circuito integrador com constante de tempo variável e a saída sendo então na forma de uma média de certos números de repetições do sinal de entrada sobre o intervalo de tempo que permanece a porta aberta. Usamos os valores para tempo de abertura da porta de 200 ns e constante de tempo de 0,2 s.

Na utilização do Box Car fizemos o seguinte procedimento: gatilhcou-se o aparelho com um sinal de sincronismo do laser, através da saída 'sync out'. Este sinal de 'trigger' faz com que o integrador gere uma onda quadrada de duração temporal regulável ('gate' ou porta). Através de um osciloscópio monitora-se o atraso desta porta em relação ao sinal em estudo. Isto se dá através dos comandos 'inicial delay' e 'final delay'. Assim procedendo, posiciona-se esta porta na parte do sinal que interessa, em nosso caso foi posicionada na cauda do trem de pulsos onde se encontram os pulsos mais curtos. Esta porta foi calibrada com atraso inicial de 15% e final de 97%. Então esta parte é percebida por um tempo de 0.2 s e o sinal médio é então plotado num registrador XT (Figura 4.6). Desde que se está variando o atraso entre os dois trens de pulsos, haverá uma posição aonde dois pulsos se sobreporão totalmente gerando um valor de máxima intensidade e haverá outra posição onde os dois pulsos estarão totalmente separados gerando um valor mínimo para a intensidade. Plotando-se esta varredura de atraso em relação ao tempo, tira-se o perfil destes pulsos coincidentes.

O pulso obtido está mostrado na Figura 4.7. Que apresenta uma largura à meia altura de 896 fs.

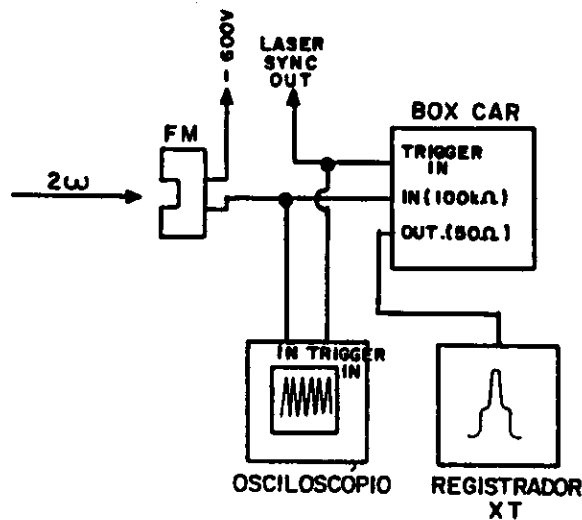


Figura 4.6: Arranjo do Sistema de Medidas

#### 4.4 Medida de Energia e Potência

Utilizamos um detector de energia, Marca Molectron Detector Inc., Modelo J3, Joulímetro Piroelétrico. Medimos o valor de  $19,2 \mu\text{J}$  para a energia contida em todo o trem de pulsos. Sabendo-se que o trem de pulsos se apresentava com a frente não modulada, admitiu-se que 15% da energia está contida nesta frente, assim a energia contida na parte com acoplamento de modos é de  $16,32 \mu\text{J}$ .

Sabendo-se que o perímetro da cavidade é de  $3,285 \text{ m}$  nos fornece um período entre pulsos no trem de  $95 \text{ ns}$ . Agora sendo a duração de todo o trem de  $800 \text{ ns}$  nos indica que há aproximadamente 73 pulsos no trem. E assim a energia por pulso é de  $224 \text{ nJ}$ , correspondendo para um pulso de  $896 \text{ fs}$  uma potência de pico de  $250 \text{ kW}$ .

#### 4.5 Medidas Espectrais

Acoplamos a saída do laser (10%), atenuada por intermédio de um filtro de densidade neutra, através de uma objetiva X10 é em uma fenda ( $150 \mu\text{m}$ ) de um monocromador marca Jarrel-Ash, modelo 82-410. Com motor de passo controlando a rotação da grade de difração.

A luz é coletada por uma fotomultiplicadora e então processa-se as medidas com o



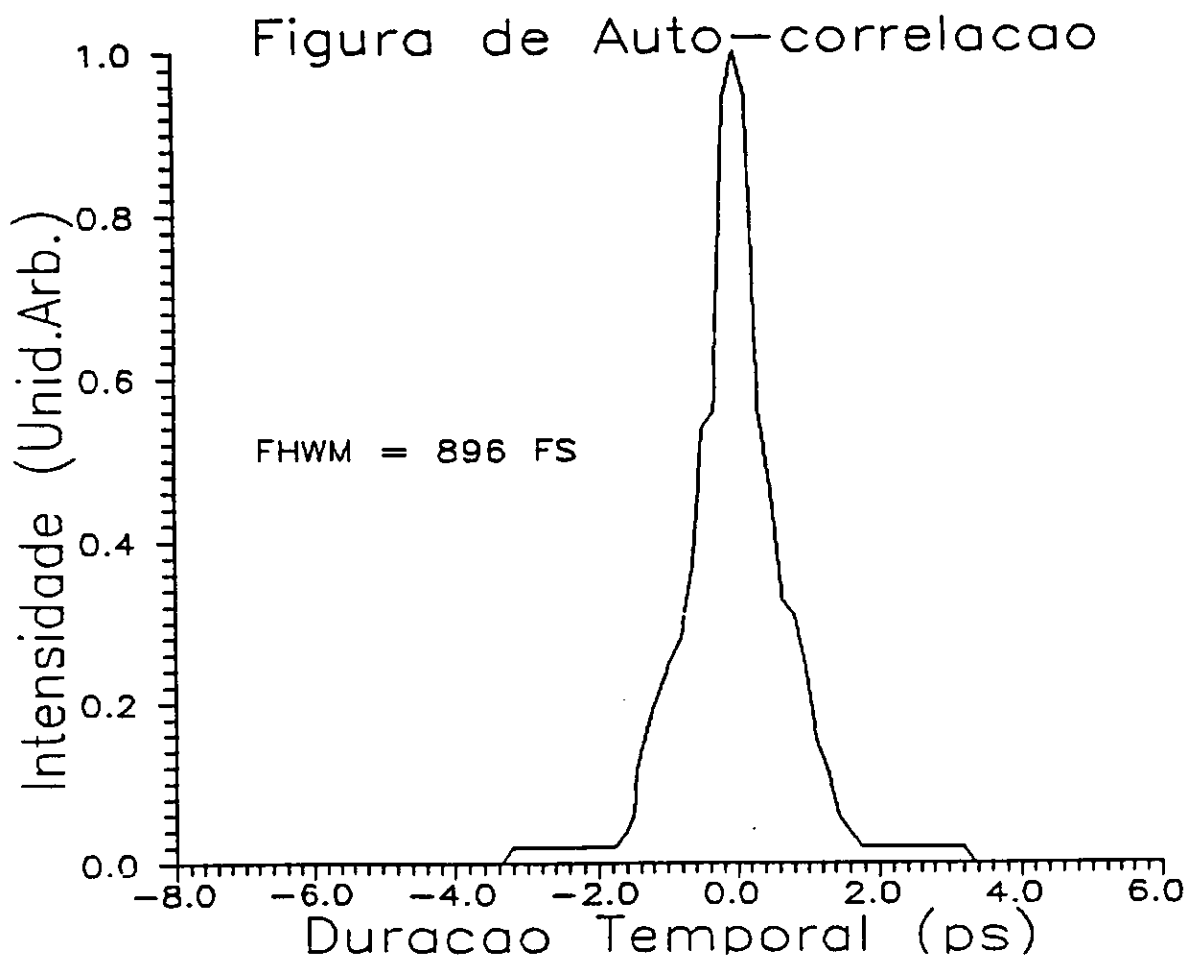


Figura 4.7: Figura de Autocorrelação

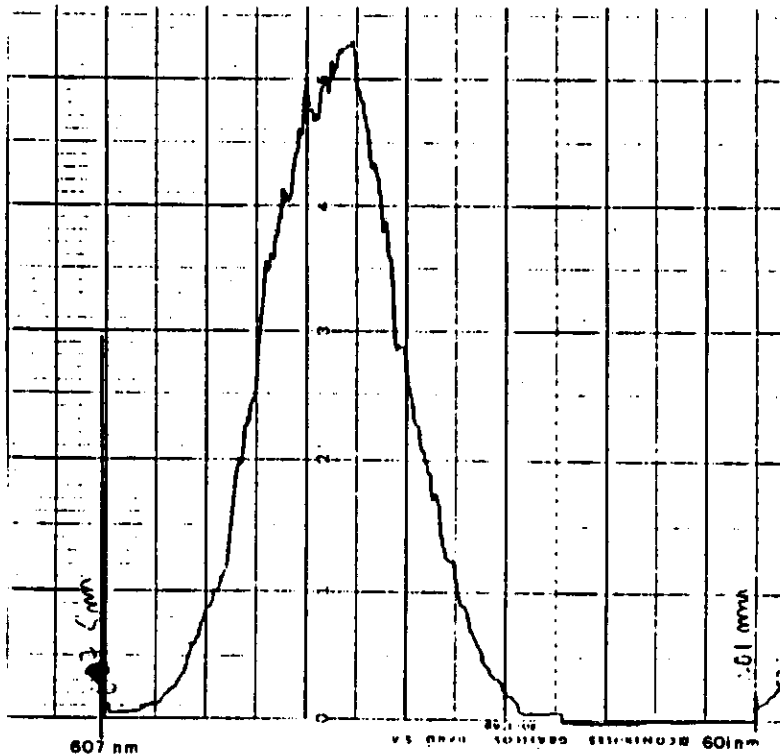


Figura 4.8: Espectro obtido ( $\Delta\nu = 1,5\text{nm}$ )

mesmo arranjo de equipamentos mostrado na Figura 4.6. Na Figura 4.8 apresenta-se o espectro obtido:

Levando-se em conta que o pulso laser apresenta um perfil gaussiano e conforme dados apresentados do produto  $\Delta t \Delta\nu$  para tal perfil na Figura 2.11 vê-se que o pulso obtido não está limitado por transformada, sendo o valor limite 294 fs, para a largura espectral medida de  $\Delta\nu$  de 1,5 nm.

## 4.6 Alargamento Espectral utilizando Fibras Ópticas

### 4.6.1 Estimativa de Compressão

Dos cálculos de Tomlinson et al. [1], podemos estimar os vários parâmetros envolvidos na compressão de um pulso com tempo de duração e potência de pico conhecidos, ou seja o comprimento ótimo de fibra e a duração temporal do pulso após a compressão.

Estes valores são estimados a partir das seguintes relações:

$$\frac{t_i}{t_s} = 0,63.A \quad (4.1)$$

$$\frac{z_{opt}}{z_0} = \frac{1,6}{A} \quad (4.2)$$

Considerando o Laser de Corante CPM, os parâmetros da compressão podem ser obtidos a partir dos seguintes dados de entrada:  $\lambda = 600 \text{ nm}$

$$t_p = 896 \text{ fs}$$

$$P_{pico} = 2,5 \cdot 10^5 \text{ W}$$

$$\text{Taxa de Repetição} = 5 \text{ Hz}$$

Escrevendo  $z_0$  como  $z_0 - t_0/C_1$  onde  $C_1$  é o parâmetro que depende da dispersão, no valor de  $0,117 \text{ m}^2/\text{ps}^{-1}$ , conforme Referência [1].

Considerando que a área do núcleo da fibra é de  $2,826 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ , e que temos total acoplamento da energia do trem de pulsos na fibra.

Assim, usando as Equações 2.46, 2.47, 4.1 e 4.2, obtemos:

$$z_0 = 686,2 \text{ cm} \rightarrow <.45$$

$$P_1 = 19,57 \text{ W}$$

$$A = 113$$

$$z_{opt} = 97,17 \text{ m}$$

$$t_s = 125 \text{ fs}$$

#### 4.6.2 Medidas Espectrais

Acoplamos a saída do laser (10%) através de uma objetiva X10 em uma fibra óptica monomodo em 630 nm de 100 m de comprimento.

A luz é inserida em um espectrômetro e sua saída é coletada por um fotodetector de multicanal de um Optical Multichannel Analyser - OMA. Nesta medida foi utilizado o OMA, pois como o alargamento espectral é diretamente proporcional à intensidade do pulso e portanto com a emissão de pulsos que apresentam flutuações de amplitude, a observação do fenômeno se torna muito difícil, sem um equipamento que possa armazenar uma medida em sua memória e com isso tornar exequível uma seleção mais apurada de um pulso de interesse. Na Figura 4.9 apresentamos o espectro obtido:

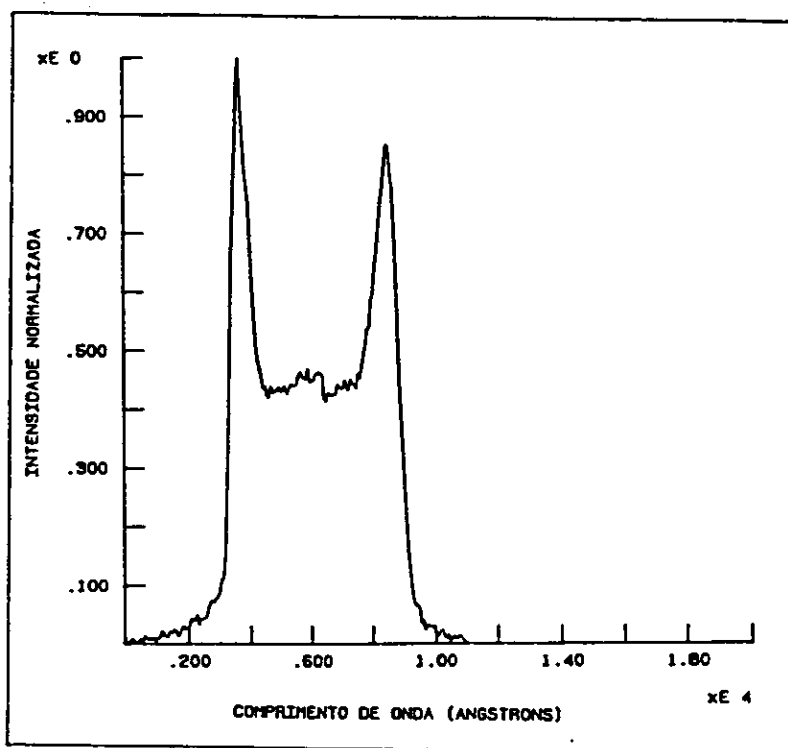


Figura 4.9: Espectro obtido  $\Delta\nu = 37,6nm$

# Bibliografia

- [1] W.J.Tomlinson, R.H.Stolen, 'Compression of Optical Pulses Chirped by Self-Phase Modulation in Fibers', J.Opt.Soc.Am.B, Vol.1, no.2, pp 139-149, Apr.1984.
- [2] H.Ansari, A.Dienes, J.R.Whinnery, 'Sub-Picosecond Pulses in a Colliding Pulse Mode-Locking Dye Laser Pumped by a Pulsed Xenon Laser', Opt.Lett., Vol.10, no. 1, pp 19- 121, Jan.1985.



## Capítulo 5

### Conclusão

Estes foram os principais resultados deste trabalho de mestrado na construção de um Laser de Corante com Acoplamento de Modos bombeado por lâmpada 'flash'.

- Duração Temporal: 896 fs
- Largura Espectral: 1,5 nm
- Comprimento de Onda Central de Emissão: 596,5 nm
- Potência de Pico: 250 kW
- Energia por Pulso: 224 nJ
- Taxa de Repetição: 5 Hz

A compressão temporal foi a contento, a duração temporal do pulso por nós obtido está dentro do previsto, esperava-se tempos da ordem de 1 ps, visto que lasers semelhantes ao nosso mas sem compensação da dispersão de velocidade de grupo obtiveram pulsos com durações três vezes maiores [Cap.2 Ref.2].

Os valores de duração temporal e de largura espectral demonstram que os pulsos não estão limitados por transformada pois o valor limite é de 294 fs para esta largura espectral.

Observa-se também que houve um grande alargamento espectral, sendo que esta largura aumentou de 1,6 Angstroms (em sua configuração original) para o valor apresentado, ou seja, um aumento de uma ordem de grandeza, tal fato sendo totalmente compatível com a previsão teórica, onde diz que à uma dada compressão temporal segue-se um dado alargamento espectral.

A potência de pico dos pulsos, bem como a energia contida em cada pulso, sendo valores significativamente altos, demonstram a potencialidade deste equipamento na sua utilização como ferramenta espectroscopia com alta resolução no domínio do tempo.

A taxa de repetição apresentada é a mais baixa disponível, apesar do equipamento possuir chaveamento de bombeio para 10, 15, 25 e 35 Hz. Porém foi a qual, a emissão do trem de pulsos se mostrou mais estável. Os Lasers de Corante CPM bombeados por lâmpada flash, necessitam de um sistema de controle do bombeio muito estável, para se ter uma emissão laser também estável, uma idéia seria substituir o 'spark-gap' com fluxo contínuo de nitrogênio por uma válvula eletrônica do tipo 'thyatron' e assim tornar integrado o o sistema de chaveamento da alta-tensão na lâmpada flash.