

Este exemplar corresponde
à redação final da Tese
defendida por Adriana
Lúcia Cerri Triques e aprovada
pela Comissão Julgadora.
26/1/93

AMPLIFICAÇÃO E COMPRESSÃO DE PULSOS LASER DE FEMTOSSEGUNDOS

por

Adriana Lúcia Cerri Triques

Orientador: Prof. Dr. Carlos Henrique de Brito Cruz

Tese de Mestrado apresentada ao
Instituto de Física Gleb Wataghin
Universidade Estadual de Campinas

Dezembro de 1992

Este trabalho contou com o apoio financeiro dos órgãos
FAPESP, CNPq,
FINEP e FAP-UNICAMP.

BANCA EXAMINADORA:

Dr. Carlos Henrique de Brito Cruz (Orientador - IFGW - UNICAMP)

Dr. Nilson Dias Vieira Jr. (IPEN - USP)

Dr. Artêmio Scalabrin (IFGW - UNICAMP)

Dr. Alvin E. Kiel (IFGW - UNICAMP)

Dr. Francisco B. T. Pessine (IQ-UNICAMP)

RESUMO

O trabalho consiste na construção de um sistema para a amplificação da energia dos pulsos produzidos por um “Colliding Pulse Mode-Mocked Dye Laser” (CPM), e um sistema para a sua compressão temporal. Os pulsos produzidos pelo CPM apresentam duração de 50 fs, largura de linha de 8 nm e energia de 100 pJ. O resultado da amplificação são pulsos com 2 μ J de energia. O sistema compressor se utiliza desses pulsos amplificados para produzir pulsos com largura espectral de 70 nm e duração de 12 fs.

O sistema amplificador consiste na passagem dos pulsos laser a serem amplificados por uma cela do corante Sulforhodamina 640, com 3 mm de espessura, que é bombeada por um laser de vapor de Cobre. No total são seis passagens do pulso do laser CPM pelo meio amplificador. A energia do pulso é amplificada por 2×10^4 vezes, e desta forma obtemos pulsos com energia de 2 μ J a uma taxa de 5 kHz.

A compressão temporal é realizada em duas etapas. Na primeira, utilizamos 15% da energia dos pulsos amplificados para gerar automodulação de fase numa fibra óptica monomodo e alargar o espectro de frequências dos pulsos por um fator 8. Obtemos, desta forma, pulsos com um espectro contínuo estendendo-se de 550 nm a 720 nm, com 70 nm de largura à meia altura. Na segunda etapa, os pulsos com espectro contínuo são enviados a um sistema composto por um par de grades de difração na configuração de Littrow, para a compensação das distorções de fase introduzidas pelo sistema de alargamento espectral. Os pulsos resultantes possuem uma duração de 12 fs e largura espectral de 70 nm.

ABSTRACT

This thesis describes the construction and operation of a femtosecond optical pulse amplifier and compressor system.

The short pulses are generated by a Colliding Pulse Mode-Locked Dye Laser and have a duration of 50 fs at a repetition rate of 100 MHz. The amplifier uses a multipass configuration and is pumped by a Copper vapor laser. The amplified pulses have $2 \mu\text{J}$ and run at 5 kHz.

Pulse compression is achieved using a short length of optical fiber to broaden the spectral width of the amplified pulses, followed by a dispersive delay line composed by a pair of diffraction gratings. The shortest pulses obtained so far have 12 fs and will be used in time resolved studies in condensed matter.

Conteúdo

1	Introdução	3
2	Amplificador óptico	9
2.1	Introdução	9
2.2	Amplificação de Pulsos Ultracurtos	10
2.3	O sistema amplificador	12
2.3.1	Montagem óptica do amplificador	12
2.3.2	O meio de ganho	16
2.3.3	O laser de bombeio	21
2.3.4	Problemas adicionais na amplificação	26
3	Alargamento espectral	39
3.1	A automodulação de fase	39
3.2	A dispersão da velocidade de grupo	42
3.3	O alargamento espectral dos pulsos amplificados	46
3.3.1	Montagem experimental	46
3.3.2	Resultados	49
4	Compressão temporal	59
4.1	Introdução	59
4.2	Sistema compressor	61
4.2.1	Compensação das distorções de fase	61
4.2.2	Montagem experimental e resultados	64
4.2.3	Limitações na compressão	66
5	Conclusão	77
5.1	Conclusões do trabalho	77

5.2	Perspectivas	78
-----	------------------------	----

Lista de Figuras

2.1	Esquema do sistema amplificador construído.	13
2.2	Espectro de fluorescência do corante Sulforhodamina 640 em água e Ammonyx L.O..	17
2.3	Espectro de fluorescência do corante Rhodamina 640 em água e Ammonyx L.O..	18
2.4	Espectro de absorção do corante Sulforhodamina 640 em água e Ammonyx L.O..	19
2.5	Espectro de absorção do corante Rhodamina 640 em água e Ammonyx L.O..	20
2.6	Gráfico do ganho do amplificador em função da potência de bombeio. Concentração da SR640 em solução de Metanol e Etileno Glicol: 0,15 mM.	24
2.7	Gráfico do ganho em função da potência do CPM na entrada do amplificador. Concentração da SR640 em solução de Metanol e Etileno Glicol: 0,15 mM.	26
2.8	Sistema para compensação da dispersão da velocidade de grupo do pulso após sair do amplificador. Os prismas são de Quartzo.	27
2.9	Sistema de autocorrelação.	30
2.10	Sinal de autocorrelação do pulso ao sair do amplificador. A calibração da escala temporal do osciloscópio é de 45 fs/ms. A duração é de 70 fs.	31
2.11	Sinal de autocorrelação do pulso amplificado após atravessar o sistema de prismas. A separação entre os prismas é de 124 cm e a duração do pulso, de cerca de 50 fs. A calibração da escala temporal do osciloscópio é de 45 fs/ms.	31
2.12	Funcionamento do sistema amplificador com a sincronização entre a chegada dos pulsos CPM e CVL na cela amplificadora.	33
2.13	Diagrama de blocos do circuito para sincronização entre os pulsos dos lasers CPM e CVL.	34

2.14	Sinal de autocorrelação dos pulsos amplificados na ausência de sincronização entre os lasers CVL e CPM.	36
2.15	Sinal de autocorrelação dos pulsos amplificados com sincronização entre os lasers CVL e CPM.	36
3.1	Distribuição das frequências num pulso espectralmente alargado devido à automodulação de fase [3].	41
3.2	Perfil espectral do pulso sob efeito da automodulação de fase num meio não linear [3].	42
3.3	Perfil temporal do pulso sob efeito da automodulação de fase num meio não linear [3].	43
3.4	Dispersão da velocidade de grupo em função do comprimento de onda para uma fibra de sílica normal [6].	44
3.5	Distribuição das frequências num pulso espectralmente alargado devido à automodulação de fase na presença da dispersão da velocidade de grupo [3].	45
3.6	Perfil temporal do pulso sob efeito da automodulação de fase na presença da dispersão da velocidade de grupo num meio não linear [3].	45
3.7	Perfil espectral do pulso sob efeito da automodulação de fase na presença da dispersão da velocidade de grupo num meio não linear [3].	46
3.8	Esquema do sistema para alargamento espectral dos pulsos ultracurtos.	48
3.9	Perfil espectral do pulso amplificado após atravessar a fibra com 23 mm de comprimento. Potência acoplada: 60 nW. Não ocorre automodulação de fase neste caso.	50
3.10	Perfis espectrais para diversas potências do pulso amplificado acoplado à fibra com 23 mm de comprimento.	51
3.11	Perfis espectrais para diversas potências do pulso amplificado acoplado à fibra com 13,5 mm de comprimento.	52
3.12	Largura espectral (FWHM) dos pulsos brancos em função da potência acoplada à fibra com 23 mm de comprimento.	53
3.13	Largura espectral (FWHM) dos pulsos brancos em função da potência acoplada à fibra com 13,5 mm de comprimento.	54
3.14	Espectro original do pulso amplificado (linha pontilhada) e espectro alargado por um fator 8 ao atravessar a fibra com 13,5 mm de comprimento.	55

4.1	Sinais de autocorrelação dos pulsos com espectro contínuo ao sair da fibra com 13,5mm, para diversas potências a ela acopladas.	60
4.2	Esquema de sistema compressor composto por dois pares de grades de difração na configuração de Littrow.	65
4.3	Sinais de autocorrelação dos pulsos ao sair do sistema compressor composto pelo par de grades de difração para vários espaçamentos entre as grades.	67
4.4	Sinal de autocorrelação do pulso comprimido pelo sistema de grades de difração. A separação entre as grades é de 5,2 mm.	68
4.5	Efeito da dispersão no alargamento temporal de pulsos ultracurtos atravessando um cristal de KDP com 1 mm de espessura.	69
4.6	Sinal de autocorrelação do pulso branco comprimido após ajuste do sistema de medida. A separação entre as grades é de 5,1 mm.	73
4.7	Sinal de autocorrelação do pulso branco comprimido após limitação da largura de banda gerada na fibra óptica, reduzindo em 50% a potência a ela acoplada A separação entre as grades é de 5,1 mm.	74

Capítulo 1

Introdução

Pulsos laser com largura temporal de subpicossegundos e taxa de repetição de dezenas de megahertz podem ser obtidos através do acoplamento de modos passivo (“passive mode-locking”) em osciladores laser [1]. Com o advento dos lasers que produzem pulsos com dezenas de femtossegundos [2] tem sido possível a realização de diversos estudos de fenômenos que ocorrem nessa escala de tempo. Como exemplos de aplicação desses pulsos ópticos curtos, podemos citar a geração e a medição de pulsos elétricos com duração de 0,3 ps, utilizando-se dispositivos opto-eletrônicos [3,4], o estudo da relaxação de elétrons quentes na banda de condução de materiais semicondutores [5], a geração de fenômenos não lineares, como o eco de fótons [6], que permite a investigação de processos eletrônicos em diversos materiais. Atualmente, são produzidos pulsos laser com duração de dezenas de femtossegundos e energias de dezenas de nanojoules [7], que podem ser sintonizados numa larga faixa de frequências, e que são utilizados na pesquisa de fenômenos ultra-rápidos em materiais com alta resolução temporal.

A compressão temporal desses pulsos laser ultracurtos é um trabalho de grande interesse e enorme valia, na medida em que possibilita a construção de sistemas de medida de fenômenos ultra-rápidos com resolução temporal cada vez maior. Por outro lado, um pulso com duração muito curta possui um espectro bastante largo, tornando-se uma ferramenta de grande utilidade na realização de medidas espectroscópicas resolvidas no tempo. A partir da compressão temporal de pulsos laser ultracurtos, uma duração de até 6 fs e uma largura espectral FWHM de 80 nm foram obtidas por Fork et. al. [8].

A compressão de pulsos ópticos que apresentam uma varredura de frequência ao longo do tempo foi inicialmente proposta por Gires e Tournois [9], seguindo a técnica

de compressão de pulsos de microondas. No caso de pulsos ópticos, a compressão é realizada em dois estágios: no primeiro, um alargamento espectral é imprimido ao pulso; no segundo, uma linha de atraso dispersivo compensa a varredura de frequência introduzida no pulso pelo alargamento espectral, colocando todas as frequências em fase, compondo, assim, um pulso com um espectro mais largo e com uma duração menor que para o original. Diversos sistemas foram estudados com o intuito de obter o alargamento espectral de pulsos produzidos por variados sistemas laser: CS_2 líquido [10], vapores de metais alcalinos [11] e fibras ópticas monomodo de sílica [12] foram sistemas utilizados na geração de automodulação de fase em pulsos curtos. Treacy [13] foi o primeiro a reconhecer o potencial de um par de grades de difração como linha de atraso dispersivo para a compensação da varredura de frequência do tipo linear. Utilizando sistemas compostos por fibra óptica e grades de difração, os pulsos produzidos por lasers CPM foram sendo comprimidos para 16 fs [14], 12 fs [15] e 8 fs [16] com o aprimoramento de técnicas para alargamento espectral e compensação da varredura de frequência. Os pulsos mais curtos obtidos até o momento têm duração de 6 fs [8] e foram obtidos com um sistema que utiliza uma fibra óptica para o alargamento espectral e dois pares de grades de difração seguidos por dois pares de prismas, que fazem a compensação das distorções de fase até terceira ordem. Para uma maior compressão temporal dos pulsos, distorções de mais alta ordem devem ser compensadas.

Apresentamos, neste trabalho, um sistema para compressão temporal dos pulsos ultracurtos produzidos pelo “Colliding Pulse Mode-Locked Dye laser” (CPM). Esse sistema foi construído no Laboratório de Fenômenos Ultra-rápidos do Departamento de Eletrônica Quântica, no Instituto de Física Gleb Wataghin.

O CPM é um laser de corante com cavidade em anel, que produz pulsos ultracurtos através do acoplamento passivo dos modos oscilantes na cavidade. O meio ativo que utilizamos é uma solução do corante Rhodamina 590 em Etileno Glicol, que circula por um jato com 100 μm de espessura. O bombeio é feito pela linha de 514 nm de um laser de Argônio contínuo. Uma solução do corante DODCI em Etileno Glicol, circulando por um jato com 50 μm de espessura, funciona como absorvedor saturável dentro da cavidade. Quatro prismas de Quartzo fazem o controle da dispersão da velocidade de grupo dos modos oscilantes, introduzida pelos espelhos (dielétricos) e soluções corantes. A ação combinada do ganho saturável, da absorção saturável, da automodulação de fase e da dispersão da velocidade de grupo na cavidade possibilitam a formação do pulso e sua estabilização em duração e potência [2,17]. Em nosso laboratório, os pulsos produzidos pelo laser CPM possuem uma duração de 50 fs, uma largura de linha de 8 nm centrada em 625 nm e uma energia de 100 pJ. A taxa

em que os pulsos são produzidos é de 100 MHz.

É possível realizar a compressão temporal desses pulsos desde que se consiga produzir um alargamento espectral dos mesmos (pois eles são limitados por transformada ao sair da cavidade). Através do fenômeno não linear da automodulação de fase (AMF), um pulso curto pode ter seu espectro alargado ao atravessar um meio que possua um índice de refração não linear. Por ser um fenômeno não linear, a automodulação de fase exige que o pulso tenha uma energia bastante alta. Portanto, é necessária uma prévia amplificação da energia dos pulsos do laser CPM. Neste trabalho, descrevemos a construção e o funcionamento do sistema amplificador, do sistema para alargamento espectral e, por fim, do sistema que realiza a compressão temporal dos pulsos com espectro alargado.

O estágio amplificador consiste numa cela do corante Sulforhodamina 640 (SR640) bombeada por um laser de vapor de Cobre (LVC), através da qual passam os pulsos do laser CPM por seis vezes consecutivas. Um jato do corante Malquita Verde em Etileno Glicol é utilizado como absorvedor saturável para reduzir a emissão espontânea amplificada (ASE) no sistema. Obtemos, com esse sistema, pulsos com energia de $2 \mu\text{J}$ [18], o que é suficiente para o alargamento espectral por automodulação de fase.

Utilizamos uma fibra óptica monomodo como meio não linear para a produção da automodulação de fase nos pulsos amplificados. O feixe laser amplificado é acoplado à fibra e os pulsos saem do sistema com um espectro contínuo com largura de linha à meia altura de 60 nm a 70 nm [19]. Um pulso com um espectro tão largo é chamado de pulso branco, pois abrange quase todo o espectro visível. Essa largura de banda já é suficiente para a produção de pulsos com duração tão curta quanto 6 fs.

Após o alargamento espectral, é necessário um sistema que compense as distorções de fase introduzidas no pulso durante o alargamento. Esse sistema coloca em fase todas as componentes espectrais do pulso branco, permitindo sua compressão temporal. Utilizamos um par de grades de difração para realizar esse trabalho, e obtivemos pulsos com duração de 12 fs [20], medida por um sistema de autocorrelação.

O trabalho apresentado a seguir está organizado da seguinte forma:

- No Capítulo 2, descrevemos cada uma das partes do sistema amplificador que foi construído, assim como as medidas de caracterização e o seu funcionamento. A seguir, descrevemos o sistema utilizado após o amplificador para compensar a dispersão da velocidade de grupo introduzida no pulso pelo amplificador. Apresentamos, por fim, o sistema eletrônico construído para sincronizar os disparos do laser de vapor de Cobre aos pulsos do laser CPM, fazendo uma detalhada descrição do seu funcionamento.

- No Capítulo 3, mostramos como obter o alargamento espectral dos pulsos através da automodulação de fase. Descrevemos o sistema montado e apresentamos medidas de alargamento espectral realizadas em função do comprimento de fibra utilizado e da potência de luz a ela acoplada.
- No Capítulo 4, descrevemos o trabalho de compressão temporal, apresentando a linha de atraso dispersivo utilizada para a compressão temporal dos pulsos com espectro contínuo. Mostramos medidas de autocorrelação do pulso em função da separação entre as grades.
- No Capítulo 5, apresentamos as conclusões do trabalho.

Bibliografia

- [1] R.L.Fork, B.I.Greene, C.V.Shank, "*Generation of optical pulses shorter than 0,1 psec by colliding pulse mode-locking*", Appl. Phys. Lett. 38, 671 (1981).
- [2] J.A.Valdmanis, R.L.Fork, J.P.Gordon, "*Generation of optical pulses as short as 27 femtoseconds directly from a laser balancing self-phase modulation, group velocity dispersion, saturable absorption and saturable gain*", Opt. Lett. 10, 131 (1985).
- [3] J.Valdmanis, G.A.Mourou, C.W.Gabel, "*Subpicosecond electrooptical sampling*", IEEE J. Quantum. Eletron. QE-19, 664 (1983).
- [4] W.H.Knox, J.E.Henry, K.W.Goossen, K.D.Li, B.Tell, D.A.B.Miller, D.S.Chemla, A.C.Gossard, S.Schmitt-Rink, "*Femtosecond excitonic optoelectronics*", IEEE J. Quantum. Eletron. QE-25, 2586 (1989).
- [5] P.C. Becker, H.L. Fragnito, C.H. Brito Cruz, J. Shah, R.L. Fork, J.E. Cunningham, J.E. Henry, C.V. Shank, "*Femtosecond intervalley scattering in GaAs*", Appl. Phys. Lett. 53, 2089 (1988).
- [6] P.C.Becker, H.L.Fragnito, C.H.Brito Cruz, R.L.Fork, J.E.Cunningham, J.E.Henry, C.V.Shank, "*Femtosecond foton echoes from band-to-band transitions in GaAs*", Phys. Rev. Lett. 61, 1647 (1988).
- [7] C.Huang, H.C.Kapteyn, J.W.McIntosh, M.M.Murnane, "*Generation of transform-limited 32-fs pulses from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*", Opt. Lett. 17, 139 (1992).
- [8] 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. 12, 483 (1987).

- [9] F.Gires, P.Tournois, C.R.Acad. Sci. (Paris) 258, 6112 (1964).
- [10] A.Laubereau, Phys. Lett. 29A, 539 (1969).
- [11] B.Y.Zeldovich, I.I.Sobelman, JETP Lett. 13, 129 (1971).
- [12] R.H.Stolen, C.Lin, "*Self-phase-modulation in silica optical fibers*", Phys. Rev. A 17, 1448 (1978).
- [13] E.B.Treacy, "*Optical pulse compression with diffraction gratings*", IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 454, (1969).
- [14] J.G.Fujimoto, A.M.Weiner, E.P.Ippen, "*Generation and measurement of optical pulses as short as 16 fs*", Appl. Phys. Lett., 44, 832, (1984).
- [15] J.M.Halbout, D.Grischkowsky, "*12-fs ultrashort optical pulse compression at a high repetition rate*", Appl. Phys. Lett. 45, 1281 (1984).
- [16] W.H.Knox, R.L.Fork, M.C.Downer, R.H.Stolen, C.V.Shank, "*Optical pulse compression to 8 fs at a 5-kHz repetition rate*", Appl. Phys. Lett. 46, 1120, (1985).
- [17] 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. Electron. QE-22, 112 (1986).
- [18] A.L.C.Triques, J.M.Martin Rios, M.R.X. de Barros, M.A.A.Silva H.L.Fraguito, C.H.Brito Cruz, "*Amplificação de pulsos ópticos de femtossegundos*", XIV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Caxambú 1991.
- [19] A.L.C.Triques, J.M.Martin Rios, S.Tsuda, H.L.Fraguito, C.H.Brito Cruz, "*Alargamento espectral de pulsos ópticos ultracurtos*", XV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Caxambú 1992.
- [20] A.L.C.Triques, J.M.Martin Rios, H.L.Fraguito, C.H.Brito Cruz, "*Compressão de pulsos ópticos ultracurtos*", V Simpósio Estadual de Lasers e Aplicações, São Paulo, 1992.

Capítulo 2

Amplificador de pulsos ópticos ultracurtos

2.1 Introdução

O laser CPM produz pulsos de 50 fs com cerca de 100 pJ de energia no comprimento de onda central de 625 nm. A realização de uma sintonia em frequência desses pulsos ultracurtos é uma tarefa de grande interesse na área de fenômenos ultra-rápidos, pois possibilita a caracterização óptica de materiais na escala dos femtossegundos. A sintonização da frequência central dos pulsos laser, assim como a sua compressão temporal são obtidas através do fenômeno não linear da automodulação de fase, que provoca um alargamento espectral dos pulsos laser ultracurtos. A sintonização em frequência dos pulsos pode ser feita a partir da seleção de um comprimento de onda do espectro contínuo seguida de uma reamplificação [1]. A geração de pulsos com espectro contínuo, seguida de uma compressão temporal tem aplicação na área de espectroscopia resolvida no tempo. Para a geração de pulsos com espectro contínuo com 60 nm de largura de linha a partir da automodulação de fase em uma fibra óptica de sílica normal (cujo coeficiente de refração não linear é $3,3 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2/\text{W}$) é necessária uma intensidade luminosa de $10^{11} \text{W}/\text{cm}^2$ a $10^{12} \text{W}/\text{cm}^2$ [2]. Para isso, é necessária uma prévia amplificação da energia dos pulsos ultracurtos. A amplificação dos pulsos do laser CPM, portanto, tem aplicações importantes nas áreas de óptica não linear e espectroscopia resolvida no tempo, uma vez que possibilita a obtenção de pulsos com energia maior que $1 \mu\text{J}$ [2], suficiente para a geração de fenômenos não lineares na matéria condensada.

Em nosso sistema, a amplificação é feita seguindo um esquema de múltiplas pas-

sagens do pulso por uma cela de corante, bombeada sincronamente por um laser de vapor de Cobre.

2.2 Amplificação de Pulsos Ultracurtos

Um amplificador de pulsos ópticos consiste em um meio material, excitado por uma fonte externa de bombeio, através do qual passam os pulsos a serem amplificados. O bombeamento produz uma inversão de população no meio. Os pulsos ópticos, ao atravessarem o meio excitado, estimulam o decaimento dessa população, o que ocorre com emissão de fótons com o mesmo comprimento de onda que o desses pulsos e em fase com eles. Dessa forma, a energia final dos pulsos ópticos é aumentada.

Num amplificador ideal, os perfis de intensidade dos pulsos resultantes são exatamente iguais aos originais, tanto espectral como temporalmente, a menos de um fator de ganho G na sua energia. Na realidade, entretanto, vários são os problemas enfrentados durante o processo de amplificação de pulsos ópticos ultracurtos e vários fatores devem ser analisados quando da construção de um sistema amplificador desta natureza [3]. Entre eles, destacaremos a seguir a saturação do ganho e a amplificação da emissão espontânea. Além destes, existem ainda a dispersão da velocidade de grupo e as flutuações em potência e taxa de repetição dos pulsos amplificados, que trataremos no final deste capítulo.

Um pulso óptico $I(x,t)$, caminhando através de um meio com uma determinada população invertida $n(x,t)$, obedece às seguintes equações de taxa [4,5]:

$$\frac{dn(x,t)}{dt} = \frac{n_0 - n(x,t)}{T_1} \quad (2.1)$$

$$\frac{dI(x,t)}{dx} = \sigma n(x,t)I(x,t) \quad (2.2)$$

onde n_0 é a população invertida no meio, preparada inicialmente e na ausência do pulso, T_1 é o tempo de vida do estado excitado do meio e σ é a secção de choque para emissão estimulada.

No caso de pulsos ópticos ultracurtos depopulando o meio, para os quais as larguras temporais são muito inferiores ao tempo de vida T_1 , a inversão de população no meio é dada por:

$$n(x,t) = n_i e^{-\frac{\sigma}{h\nu} \int I(x,t') dt'} \quad (2.3)$$

onde n_i é a população invertida inicial.

A densidade de energia de saturação, definida como a densidade de energia necessária para depopular $n(x, t)$ até um valor n_i/e , é então dada por:

$$E_{sat} = \frac{h\nu}{\sigma} \quad (2.4)$$

Se a energia do pulso for muito menor que a energia de saturação, $e^{-\frac{\sigma}{h\nu} \int I(x,t) dt} \cong 1$ e não ocorrem mudanças significativas na população invertida do meio. A forma do pulso não se afeta e a eficiência do amplificador é pequena. Se, por outro lado, a energia do pulso é maior que a energia de saturação, a frente do pulso sofre maior amplificação que a cauda, devido à saturação do ganho, o que provoca uma distorção na forma do pulso amplificado. Sendo assim, é sempre interessante trabalhar próximo à saturação, mas não muito acima dela, de modo a se obter uma eficiência apreciável do sistema sem distorcer demasiadamente o pulso [6].

O ganho de baixo sinal para um pulso curto atravessando um meio de comprimento l é:

$$g_{ss} = e^{n_i \sigma l} \quad (2.5)$$

Portanto, a secção de choque para emissão estimulada σ afeta diretamente a configuração do amplificador. Um valor alto de σ é favorável na amplificação de pulsos com valores baixos de energia, pois menor se torna a energia de saturação. No caso de amplificadores que utilizam corantes orgânicos como meio amplificador, os valores em ordem de grandeza para a secção de choque de emissão estimulada e o tempo de vida para emissão espontânea são, respectivamente: 10^{-16} cm^2 e 10^{-9} s. Uma secção de choque grande e um tempo de vida curto como estes no meio amplificador contribuem para o aparecimento de emissão espontânea amplificada ("amplified spontaneous emission"-ASE) no sistema. O meio amplificador é excitado por um pulso laser, e algumas moléculas decaem espontaneamente, emitindo luz em todas as direcções. Os espelhos do sistema amplificador (ou qualquer outra superfície refletora do sistema), que direcionam o feixe laser a ser amplificado para consecutivas passagens pelo meio amplificador, acabam por direcionar também a radiação da emissão espontânea para atravessar o meio diversas vezes, servindo como uma cavidade que amplifica essa radiação indesejada. A ASE aparece como um longo pedestal (10^{-9} s) sobre o qual se ergue o pulso amplificado, e consome uma parcela da energia do meio excitado que seria transferida ao pulso no processo de amplificação.

É possível diminuir a radiação da ASE que circula no sistema introduzindo-se absorvedores saturáveis no caminho do pulso amplificado, entre uma e outra passagem dele pelo meio amplificador. A ASE tem uma potência de pico menor que a do pulso

amplificado e é absorvida, saturando a absorção do meio absorvedor. Apenas o pulso amplificado é, então, transmitido.

2.3 O sistema amplificador

Uma vez que a energia dos pulsos que desejamos amplificar é pequena (100 pJ), e que a duração do pulso de bombeamento do amplificador é longa (20 ns), construímos um sistema amplificador onde o pulso atravessa o meio de ganho por diversas vezes durante o tempo em que este está sendo bombeado. No total, são seis passagens do pulso pelo meio amplificador. O tempo total gasto pelo pulso durante a passagem pelo sistema é de 5 ns. Como os pulsos do laser CPM estão separados por 10 ns, cada pulso entra no amplificador e percorre sozinho as seis passagens. Isso elimina a possibilidade de dois pulsos diferentes atravessarem a cela ao mesmo tempo, o que resultaria numa diminuição do ganho obtido por cada pulso naquela passagem. Construímos um sistema amplificador como o mostrado esquematicamente na Figura 2.1. Essa configuração, utilizada por Knox et. al [2], exibe uma maior praticidade em relação a outros sistemas [7] no que tange à eliminação da amplificação da emissão espontânea, o que será discutido no item a seguir. O meio amplificador é constituído por uma solução do corante orgânico Sulforhodamina 640 (SR640) em água e detergente. O bombeamento do corante é feito por um laser de vapor de Cobre. Uma solução do corante orgânico Malaquita Verde em Etileno Glicol é colocada no caminho do feixe no amplificador, funcionando como absorvedor saturável para reduzir a ASE após a quarta passagem do pulso pelo meio de ganho. São utilizadas lentes para recolimar o feixe laser durante o percurso no sistema. Os espelhos demarcados com face preta na figura são dielétricos com alta refletividade para uma região de comprimentos de onda entre 570 nm e 670 nm e sob incidência a 45° . Os demais espelhos são metálicos.

A seguir, descrevemos a configuração do sistema, o meio de ganho e o laser de bombeio, apresentando curvas de caracterização do ganho do amplificador em função da potência de bombeio e da potência do feixe CPM na entrada.

2.3.1 Montagem óptica do amplificador

No sistema que estamos utilizando, o feixe do laser CPM atravessa o meio amplificador por seis vezes consecutivas. Podemos observar, pelo esquema da figura, que a direção de cada passagem de número par é aproximadamente igual à da passagem de número ímpar anterior. Com isso, procuramos fazer com que os feixes se

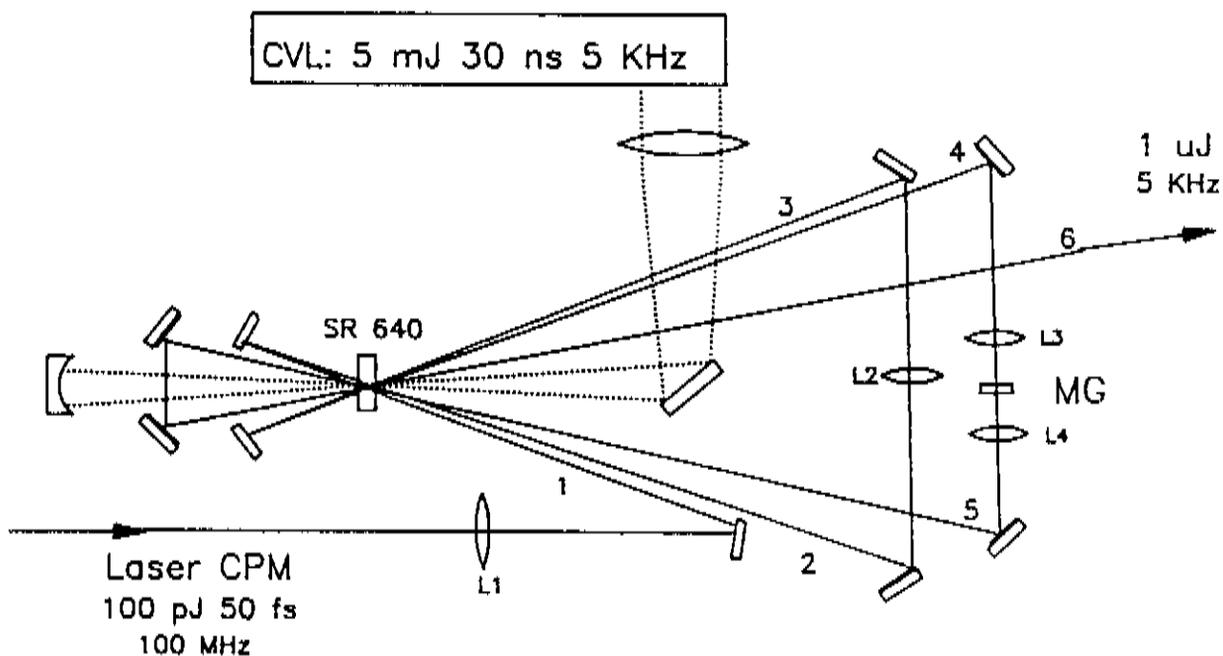


Figura 2.1: Esquema do sistema amplificador construído.

cruzem numa região bem pequena do meio amplificador. Desta forma, a região bombeada pode ser diminuída (com uma maior focalização do feixe de bombeio) o que resulta numa maior intensidade de bombeamento e num aproveitamento quase total da energia para a amplificação, diminuindo consideravelmente a emissão espontânea no corante. Outra vantagem desta montagem é que incidimos o feixe nos cantos dos espelhos e, desta forma, conseguimos diminuir o efeito de cavidade de realimentação para a emissão espontânea, pois esta possui um modo com diâmetro bem maior que o do feixe laser, e perde energia pelas bordas dos espelhos.

Os corantes utilizados no sistema circulam rapidamente para evitar aquecimento e fotodissociação. Para a circulação da Sulforhodamina 640, empregamos uma bomba com vazão de 2 l/min e para a sua refrigeração, construímos um trocador de calor baseado num fluxo contínuo de água a 18°C através de um cilindro metálico por dentro do qual passa o corante. A SR640 circula através de uma cela (BTA-1, Clark Instrumentation) com 3 mm de espessura. As janelas da cela são de Quartzo e possuem uma camada anti-refletora resistente para 620 nm na superfície em contato com o ar, de modo a diminuir perdas por reflexão do feixe laser a ser amplificado e por amplificação da emissão espontânea entre as janelas. As vantagens da utilização de celas ao invés de jatos para a circulação de corantes num sistema como esse são [8]: maior estabilidade e homogeneidade do meio, uma vez que os jatos estão mais sujeitos a turbulências durante a circulação, o que leva a uma melhor qualidade óptica do feixe amplificado; diminuição da amplificação da emissão espontânea com o aumento do comprimento do meio amplificador [9], resultando numa maior eficiência na amplificação, uma vez que a energia armazenada num amplificador desta natureza é limitada principalmente pela ASE [10] circulante no sistema.

A Malaquita Verde tem um tempo de vida de picossegundos quando trabalhando no comprimento de onda do laser CPM [11], operando muito bem como absorvedor saturável nesse tipo de amplificador, onde a ASE segue o perfil temporal do pulso de bombeio e, portanto, tem duração de dezenas nanossegundos. Utilizamos um jato fino (com de 300 μm de espessura) para a circulação da solução pois, neste caso, desejamos obter uma rápida saturação da absorção de modo que apenas a ASE seja absorvida, e não o pulso. A concentração do corante em solução é ajustada adicionando uma solução concentrada dela em um dado volume de Etileno Glicol, até que se comece a notar o início da absorção do pulso.

Focalizamos o feixe do laser de vapor de Cobre sobre a cela de SR640, com um lente de 1 m de distância focal. Um espelho côncavo recolhe a fração do feixe de bombeio que é transmitida através da cela e a envia de volta ao meio. Discutiremos com mais detalhes a função deste elemento na seção onde descrevemos o laser de

bombeio.

A lente L_1 é utilizada para colimar o feixe que sai do laser CPM e entra no amplificador, e de maneira a depopular o meio amplificador eficientemente logo na primeira passagem. A lente L_2 , com de 20 cm de distância focal, é colocada entre a segunda e a terceira passagens, visando recolimar o feixe que emerge expandido da segunda passagem. A lente L_3 , com 2,5 cm de distância focal, focaliza o feixe amplificado, após a quarta passagem pelo meio, sobre o jato de Malaquita Verde. Essa focalização do feixe é necessária para que haja uma eficiente saturação da absorção com a intensidade da ASE, e uma boa transmissão do pulso laser. A lente L_4 tem 4 cm de distância focal e recolima o feixe que emerge do absorvedor saturável, focalizando um pouco mais o feixe na última passagem. Como essa lente altera a focalização do feixe na última passagem, ela foi assentada sobre um conjunto translador XY (no plano do amplificador), que auxilia no alinhamento do feixe na cela e na determinação da posição ideal para o ponto focal.

Utilizamos alguns espelhos dielétricos no sistema, pois eles apresentam perda por absorção menor que 5%, enquanto que os espelhos metálicos bons chegam a apresentar uma perda de 15% na potência incidente. Os espelhos dielétricos provocam uma maior dispersão da velocidade de grupo do pulso ultracurto, o que produz um alargamento temporal do mesmo. O alargamento temporal do pulso é extremamente prejudicial ao trabalho posterior de alargamento espectral (a primeira etapa da compressão temporal, após a amplificação). Por outro lado, trabalhos com outros tipos de sistema [12] demonstraram um aumento na eficiência da amplificação com o aumento da duração do pulso ao entrar no amplificador. A maior parte dessa dispersão da velocidade de grupo introduzida no pulso pelos espelhos dielétricos e também pelo jato e cela de corantes e pelas lentes do sistema pode ser compensada posteriormente com uma linha de atraso dispersivo composta por um par de prismas. Mais adiante, descreveremos em detalhe essa linha de atraso dispersivo.

O ganho do sistema amplificador é calculado da seguinte forma:

$$G = \frac{P_{amp}}{P_{cpm}} 2 \times 10^4 \quad (2.6)$$

onde P_{amp} e P_{cpm} são as potências médias dos pulsos amplificados e do laser CPM, respectivamente. O fator 2×10^4 provém do fato de que as taxas de repetição dos pulsos produzidos pelo laser CPM e dos pulsos ao sair do aplicador são diferentes: 100 MHz e 5 KHz, respectivamente. A taxa com que os pulsos amplificados saem do sistema amplificador é igual à taxa de operação do laser de bombeio pois, na ausência de bombeamento do meio amplificador, o sistema não apresentará ganho algum.

2.3.2 O meio de ganho

Como meio amplificador, escolhemos o corante orgânico Sulforhodamina 640, pois este apresenta um máximo de fluorescência no comprimento de onda de 625 nm, que é o comprimento de onda central do pulso do laser CPM. Outros sistemas [2,8] utilizam o corante Rhodamina 640 (em solução de Etileno Glicol), cujo máximo de fluorescência numa solução aquosa ocorre num comprimento de onda menor (615 nm) e, portanto, não se apresenta como melhor opção para o trabalho que realizamos. É importante que o máximo de fluorescência esteja localizado no comprimento de onda do laser a ser amplificado para que não haja distorções espectrais no pulso amplificado [8]. O espectro de absorção do corante Rh 640 em solução aquosa possui um pico no comprimento de onda de 578 nm, que é exatamente o comprimento de onda do laser que utilizamos para bombeio. A Sulforhodamina, por outro lado, tem um espectro de absorção deslocado para o vermelho, apresentando uma absorção máxima para o comprimento de onda de 586 nm. Entretanto, a absorbância no comprimento de onda do laser de bombeio é de 75% do valor do pico de máxima absorbância, e é suficientemente alta para a utilização no sistema em questão. As Figuras 2.2 e 2.3 mostram os espectros de fluorescência da SR640 e da Rh640, respectivamente, em solução aquosa com detergente Ammonyx L.O.. As Figuras 2.4 e 2.5 mostram os espectros de absorção das mesmas soluções corantes.

Como trabalhamos com potências médias de bombeio bastante altas (entre 10 W e 15 W), além de possuímos uma bomba para a circulação do corante através de um trocador de calor, o solvente da solução deve também apresentar boas propriedades térmicas, como condutividade térmica alta. O solvente deve, ainda, ter uma viscosidade adequada para a circulação da solução, e neste caso deve-se levar em conta a espessura da cela e a vazão da bomba de circulação.

O Etileno Glicol é o solvente normalmente utilizado quando a solução circula por um jato fino. Observamos que, sob as condições em que trabalhamos (circulação da solução por uma cela espessa e vazão da bomba hidráulica empregada), uma solução à base apenas desse solvente se mostrava excessivamente viscosa, provocando a formação de um vórtice no interior da cela, impossibilitando a operação do amplificador. Optamos, então, por utilizar uma mistura de Etileno Glicol e Metanol em partes iguais na solução. O Metanol uma condutividade térmica de 2,03 mW/cm K a 20°C, e o Etileno Glicol, uma condutividade térmica de 2,6 mW/cm K à mesma temperatura. A mistura resultou numa viscosidade adequada ao bom funcionamento do sistema por um determinado período de tempo. Aparentemente, porém, o Metanol presente na solução iniciou um processo de decomposição do filtro limpante utilizado

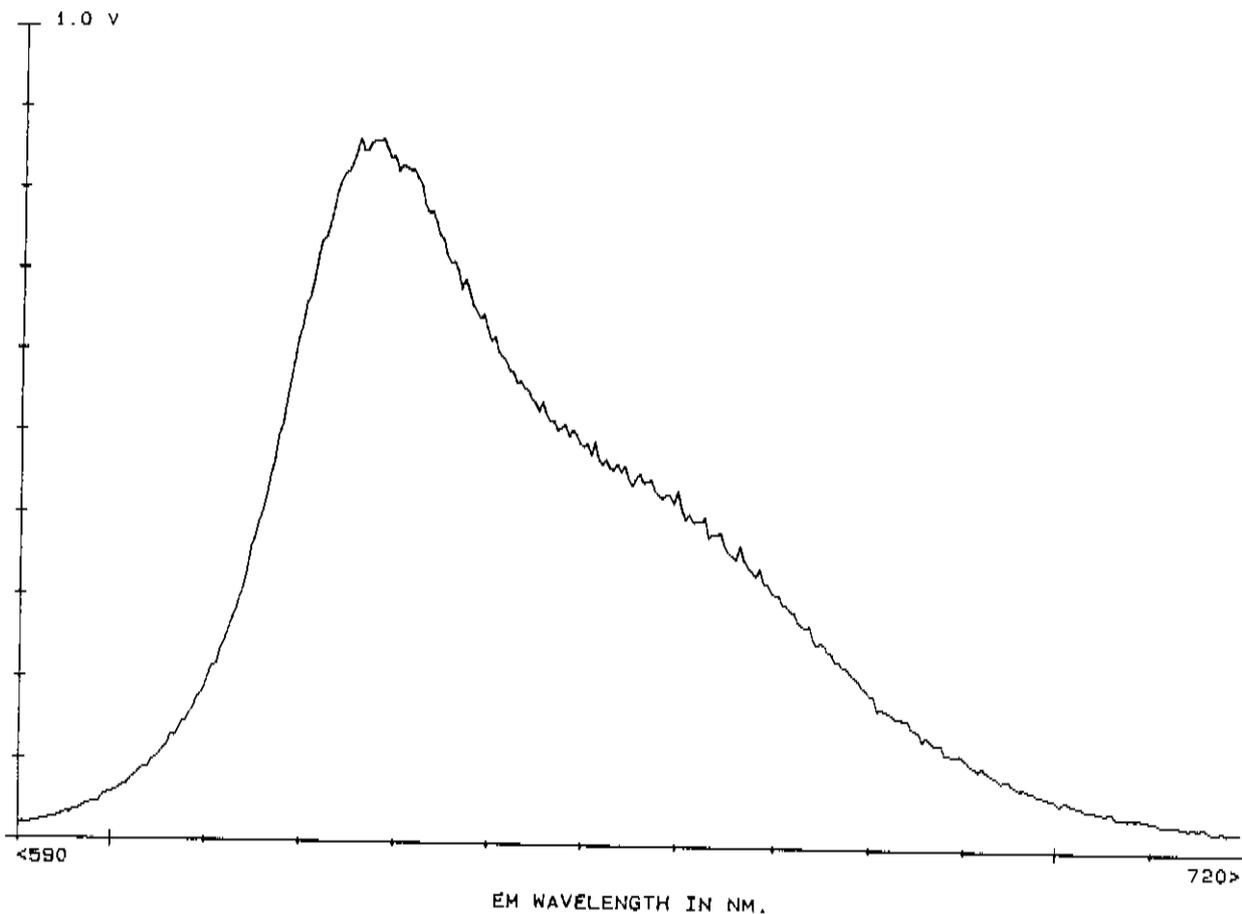


Figura 2.2: Espectro de fluorescência do corante Sulforhodamina 640 em água e Ammonyx L.O..

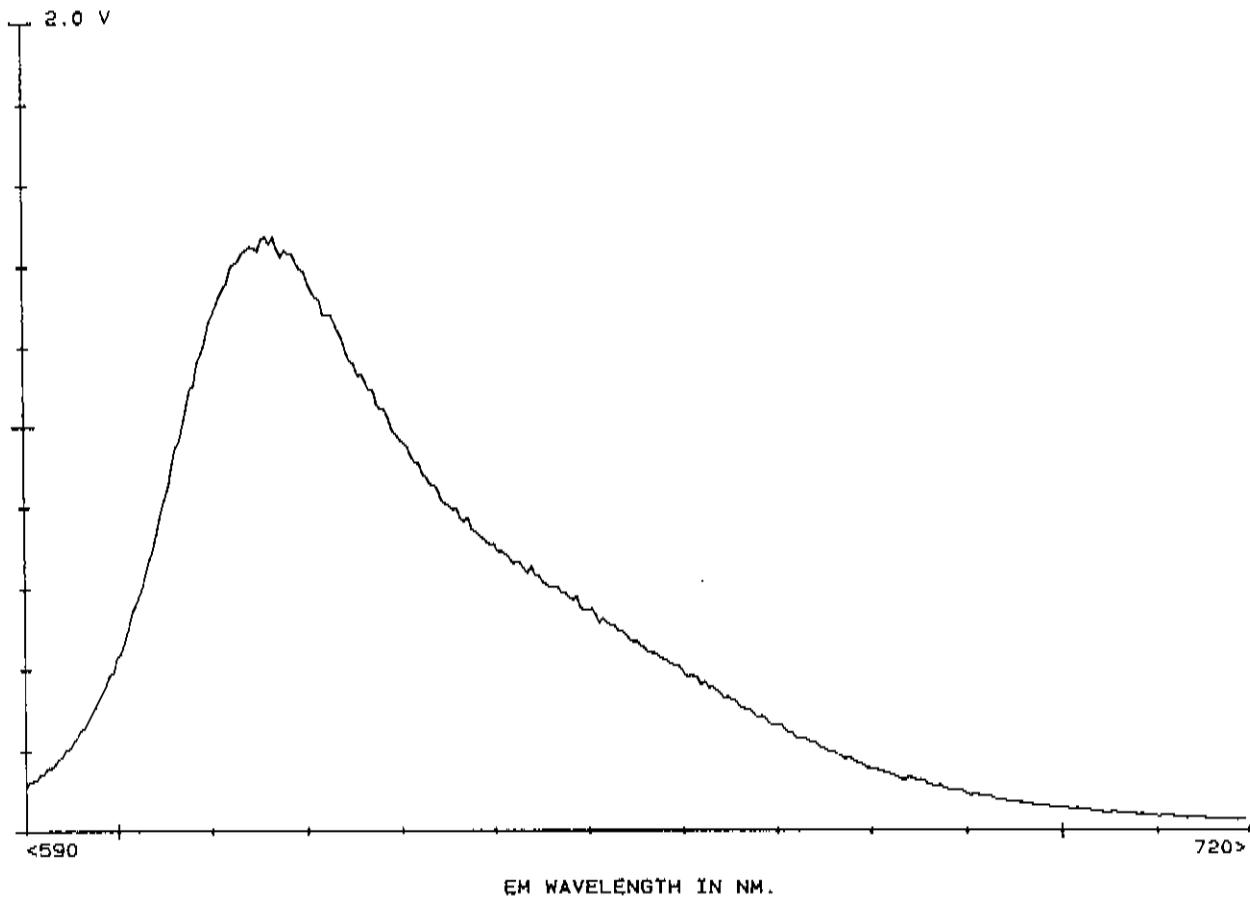


Figura 2.3: Espectro de fluorescência do corante Rhodamina 640 em água e Ammonyx L.O..

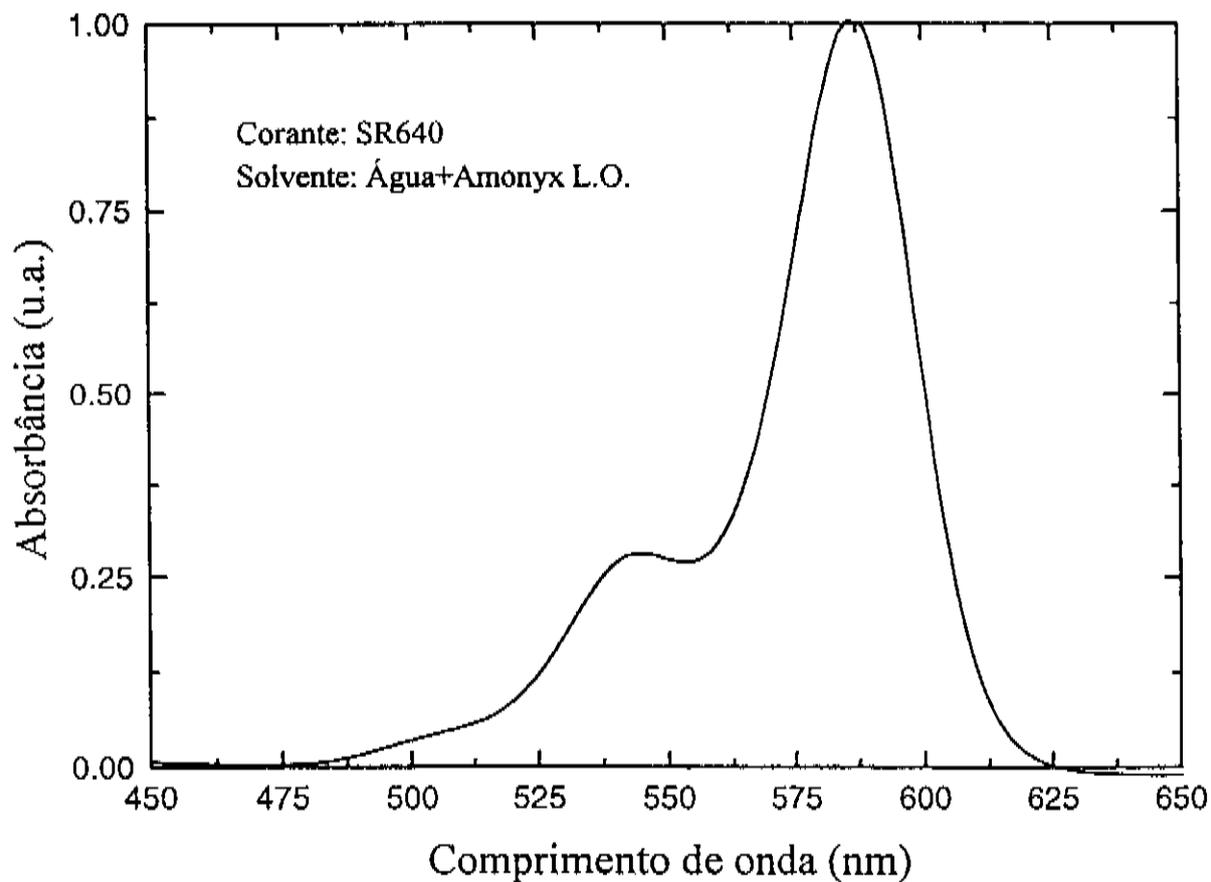


Figura 2.4: Espectro de absorção do corante Sulforhodamina 640 em água e Ammonyx L.O..

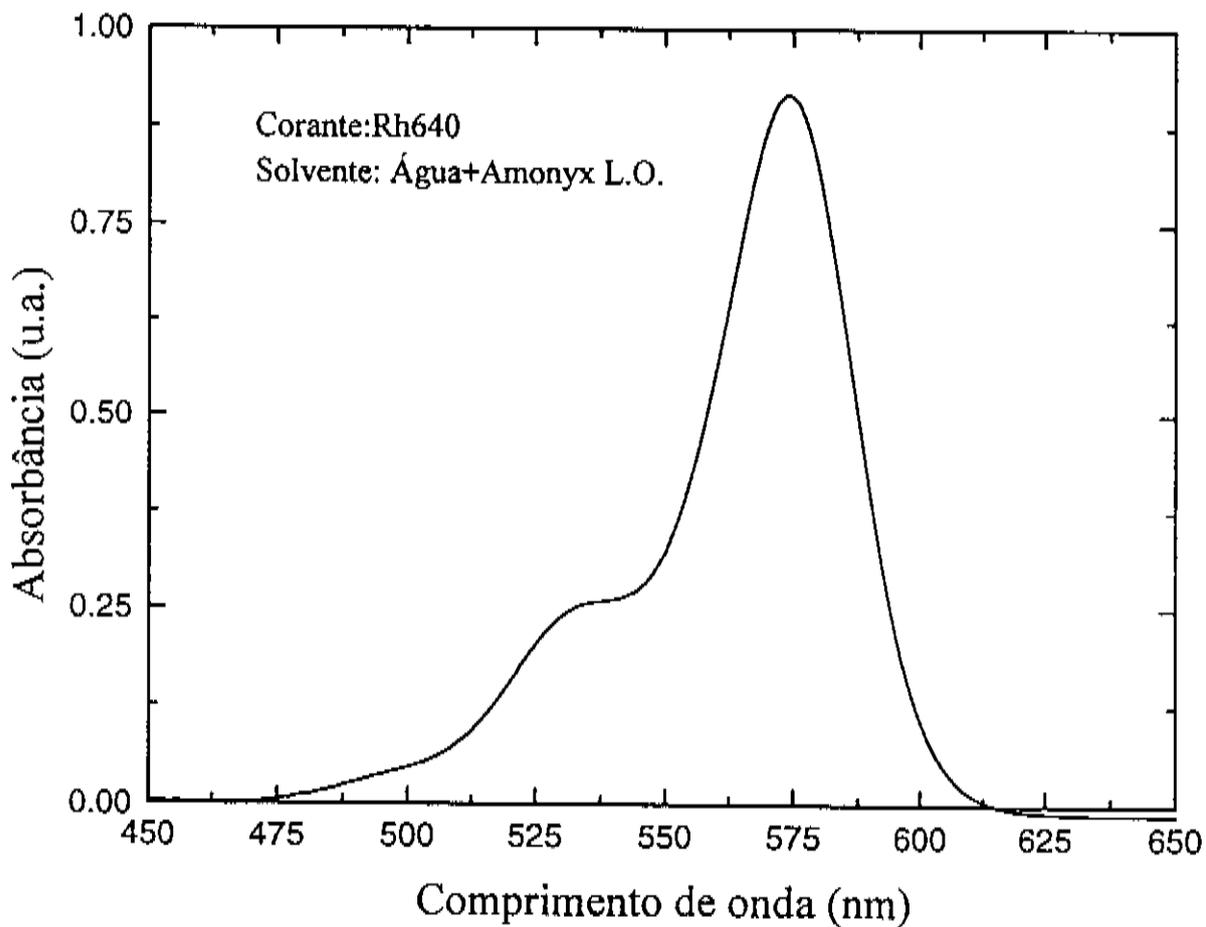


Figura 2.5: Espectro de absorção do corante Rhodamina 640 em água e Ammonyx L.O..

no sistema de circulação do corante. Detritos começaram a se depositar nas janelas da cela, provocando a sua queima em vários pontos, devido ao aquecimento pelo laser de bombeio. Foi necessária a troca das janelas da cela e do filtro limpante por um de material mais resistente. Devido à troca do filtro, houve uma diminuição da vazão proporcionada pela bomba hidráulica. O que observamos foi uma deterioração da qualidade do feixe amplificado e uma diminuição gradativa da potência após o bombeamento da cela num certo ponto por determinado tempo. Ao mudarmos a posição da cela, o bombeamento se dava numa outra região e então recuperávamos a qualidade do feixe laser amplificado, mas a deterioração tronava a aparecer. Notamos que isso não se devia a uma deterioração da janela da cela, mas sim a um superaquecimento da mesma num determinado ponto que tivesse sido bombeado por muito tempo. O sistema necessitava de uma refrigeração mais eficiente e, por isso, procuramos outro solvente que se mostrasse mais eficiente na troca de calor.

A água é o solvente que possui as melhores propriedades térmicas: calor específico $1 \text{ cal/g}^\circ\text{C}$ e condutividade térmica de $6,04 \text{ mW/cm K}$ aos 20°C e $6,5 \text{ mW/cm K}$ aos 50°C . Seu coeficiente de expansão térmica ($5,3 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$) é bem menor que os valores de $5 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ e $11 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ para a glicerina e o álcool etílico que, respectivamente, devem estar próximos aos valores para o Etileno Glicol e o Metanol. Um valor pequeno para o coeficiente de expansão térmica denota uma pequena variação do índice de refração do meio. Sendo assim, a água apresenta boas propriedades térmicas e óptica.

Entretanto, moléculas de corante orgânico em solução aquosa estão sujeitas à dimerização, que é uma forma de agregação das moléculas aos pares, a formação de dímeros. Os dímeros provocam altas perdas no sistema por não fluorescerem. Para solucionar esse problema, utiliza-se substâncias surfactantes em pequena porcentagem na solução aquosa. Essas substâncias envolvem as moléculas, impedindo a formação de dímeros [13]. Em nosso sistema, utilizamos cerca de 40% do detergente Ammonyx L.O. concentrado numa solução aquosa de SR640. Apesar da formação de abundante espuma, observamos que o meio se homogeneiza rapidamente, e a operação do sistema não é prejudicada. Ao contrário, devido à alta eficiência na troca de calor, foi resultante uma melhora bastante grande na qualidade do modo do feixe amplificado.

2.3.3 O laser de bombeio

Para que haja eficiência no bombeamento do amplificador, é interessante que a duração do pulso de bombeio seja da ordem ou menor que o tempo de vida do estado excitado do meio amplificador, de modo a se obter uma boa inversão de população.

Atualmente, as melhores opções para o bombeio de amplificadores que possuem

corantes como meio ativo são os lasers de vapor de Cobre e de Nd:YAG bombeado por “array” de diodos. Nestes tipos de laser, há um bom compromisso entre a taxa de repetição e a energia do pulso. Uma alta taxa de repetição permite realizar medidas com uma boa relação sinal-ruído. Uma energia alta para o pulso de bombeio permite a obtenção de um ganho elevado para o sistema amplificador.

Utilizamos, para fazer o bombeamento do corante amplificador, um laser de vapor de Cobre de fabricação nacional (UNILASER-modelo CVL 400). Este laser produz pulsos com cerca de 20 ns de duração a uma taxa variável por volta dos 5 KHz. Os comprimentos de onda da radiação emitida são 578,2 nm e 510,6 nm, sendo que a linha verde é duas vezes mais intensa que a amarela. A potência média dos pulsos atinge até cerca de 25 W, o que corresponde a uma potência de pico de 160 KW e uma energia por pulso de 5 mJ. A potência típica de trabalho com o sistema amplificador está entre 10 W e 13 W.

A cavidade do laser possui 2 m de comprimento e, originalmente, era do tipo plano-plano, com um espelho metálico na parte traseira e um bloco de vidro com as faces planas e paralelas na saída do laser. O diâmetro do feixe laser é de cerca de 5 cm e, com uma cavidade tipo plano-plano, o feixe na saída é levemente divergente, o que dificulta a sua focalização com um diâmetro muito pequeno: o menor diâmetro do feixe no ponto focal é cerca de 100 vezes maior que no limite de difração com este tipo de cavidade. Para facilitar a focalização do feixe na cela com uma cintura pequena, substituímos a cavidade original por uma do tipo instável. O espelho traseiro é dielétrico, com 100% de reflectância nos comprimentos de onda do laser, e possui um raio de curvatura de cerca de 4 m. O espelho de saída é do tipo “dot mirror”, ou seja, apenas um ponto espelhado com 3 mm de diâmetro. Esse espelho possui o mesmo “coating” que o outro e foi depositado sobre a superfície convexa de uma lente côncavo-convexa que tem raios de curvatura de 30 cm (convexa) e 60 cm (côncava). A seguir, mostramos os cálculos realizados na determinação dos raios de curvatura dos espelhos e do diâmetro do “dot mirror” [14].

A condição para que o feixe na saída do laser esteja colimado é:

$$R_1 + R_2 = 2L \quad (2.7)$$

onde L é o comprimento do tubo do laser, R_1 é o raio de curvatura do espelho traseiro (positivo) e R_2 é o raio de curvatura do “dot mirror” (negativo). A magnificação M de um sistema como esse, onde o diâmetro do espelho traseiro é D e o do “dot mirror” é d , é dada por:

$$M = \frac{R_1}{-R_2} = \frac{D}{d} \quad (2.8)$$

Por fim, o acoplamento de saída δ está relacionado com a magnificação da seguinte forma:

$$\delta = 1 - \frac{1}{M^2} \quad (2.9)$$

Conhecemos o comprimento do tubo ($L=2$ m) e o seu diâmetro ($D=5$ cm). Para um acoplamento de saída de 99,5%, temos uma magnificação de 14,14. Daí, calculamos $R_1=4,3$ m, $R_2=-0,3$ m e $d=3,5$ mm.

Esses resultados fornecem um sistema que produz um feixe colimado na saída. Projetamos uma lente concava-convexa sobre a qual é depositado o “dot mirror”, de modo a obtermos um feixe convergente na saída, com uma distância focal bastane longa. A “Equação do Fabricante de Lentes” nos dá a distância focal obtida com um sistema desse tipo, em que R_3 é o raio de curvatura da superfície côncava do menisco:

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left[\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_3} \right] \quad (2.10)$$

Para uma distância focal de 1,5 m, o raio de curvatura da superfície côncava deve ser $R_3 = 50$ cm (índice de refração do vidro: $n = 1,5$). Essa distância pode ser considerada grande em relação à distância percorrida pelo feixe laser até atingir a cela de corante do amplificador. Com um um raio de curvatura de 60 cm para a superfície côncava, o ponto focal situa-se a 1,2 m da saída do laser. As superfícies que não são espelhadas no “dot mirror”, possuem uma camada dielétrica anti-refletora para os mesmos comprimentos de onda do laser para evitar reflexões espúrias para o interior da cavidade, que roubam energia do meio ativo. Todos esse elementos foram fabricados na Oficina de Óptica do Instituto de Física e Química de São Carlos. Com essa configuração da cavidade laser e o auxílio de uma lente com 1 m de distância focal, conseguimos a focalização do feixe do CVL na cela de corante com uma profundidade de foco maior que a espessura da cela. Desta forma, obtemos pulsos de bombeio com intensidade maior que 100 KW/cm^2 uniforme ao longo da cela.

Medimos o ganho do amplificador em função da potência do laser de bombeio. A potência do CVL foi monitorada colocando uma lâmina de microscópio no caminho do feixe laser e desviando 1% da potência produzida pelo laser para um medidor de potência (Quantronix-modelo 514). A Figura 2.6 mostra o resultado da medida. A

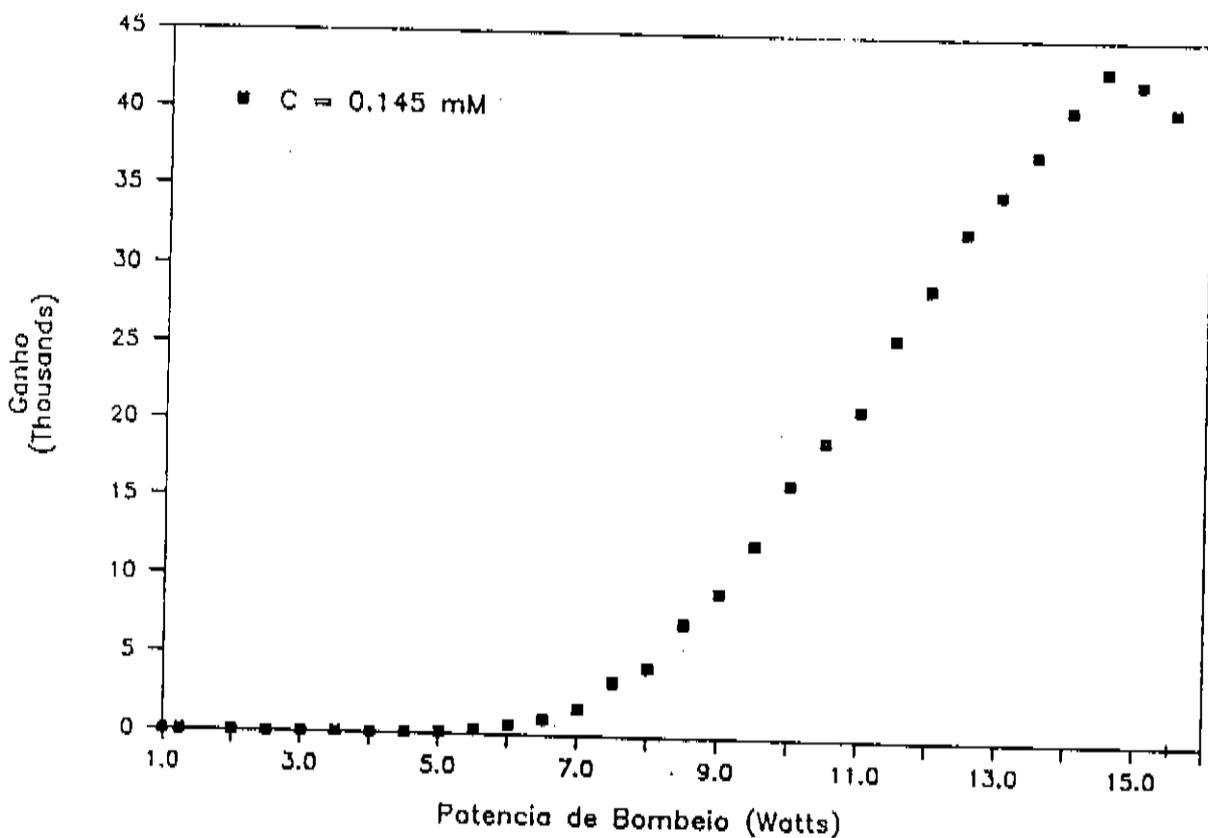


Figura 2.6: Gráfico do ganho do amplificador em função da potência de bombeio. Concentração da SR640 em solução de Metanol e Etileno Glicol: 0,15 mM.

concentração da SR640 é de 0,15 mM na solução de Metanol e Etileno Glicol. Os valores indicados são relativos às potências médias produzidas pelo CVL.

Podemos observar, nesse gráfico, que existe uma potência de limiar do bombeio (5,5 W) para que haja ganho no amplificador. Para potências abaixo desse limiar não ocorre inversão de população no meio ativo circulante na cela. Na faixa de potências entre 8 W e 13,5 W, o ganho apresenta um comportamento linear com a potência de bombeio. Acima dos 14 W, começa a haver uma saturação do ganho do amplificador. A partir dessa potência, nota-se, também, um aumento da potência da ASE (que não aparece no gráfico, mas que foi detectada). Isso significa que o pulso do laser CPM não está conseguindo depopular totalmente o meio excitado pelo pulso do CVL. Para trabalhar com potências de bombeio nessa faixa, portanto, seria necessária uma maior focalização do feixe CPM a cada passagem na cela. Desta forma, seria possível tornar a saturar o ganho do meio (não confundir com ganho do amplificador) e aumentar o ganho do amplificador. Obviamente haverá um limite de potência de bombeio, quando a saturação da absorção do corante for atingida. Não pudemos realizar essa medida pois o limite de potência que nos foi possível atingir no momento da medida foi 16 W. Um método que pode ser utilizado para extrair mais energia dos sistemas amplificadores é o de alargar temporalmente o pulso laser a ser amplificado antes de entrar no sistema amplificador [12]. Desta maneira pode-se aumentar a eficiência na depopulação do meio. É claro que este método resulta em pulsos amplificados com uma duração final muito grande, o que pode trazer dificuldades num sistema para compressão temporal.

A solução de SR640 não absorve totalmente o feixe de bombeio, mas transmite de 10% a 20% da potência incidente. Essa energia é recolhida por um espelho metálico côncavo e enviada de volta à cela amplificadora. Quando trabalhamos com uma potência baixa, o efeito provocado pelo retorno dessa pequena energia é o de aumentar a eficiência do sistema. Porém, quando trabalhamos com potências relativamente altas, notamos um decréscimo da potência do pulso amplificado em detrimento da ASE. Isso porque ocorre o efeito de superbombeamento da cela que, como visto acima, é prejudicial ao bom funcionamento do sistema.

Realizamos, ainda, medidas de ganho do sistema em função da potência média dos pulsos do laser CPM ao entrar no amplificador. Para variar a potência de entrada, utilizamos um filtro neutro com densidade óptica variável. O resultado é mostrado na Figura 2.7. Observamos que o ganho do amplificador sofre um rápido decréscimo com o aumento da potência de entrada dos pulsos e que se estabiliza a partir de 2,5 mW. Isso denota uma saturação do ganho do amplificador logo nas primeiras passagens.

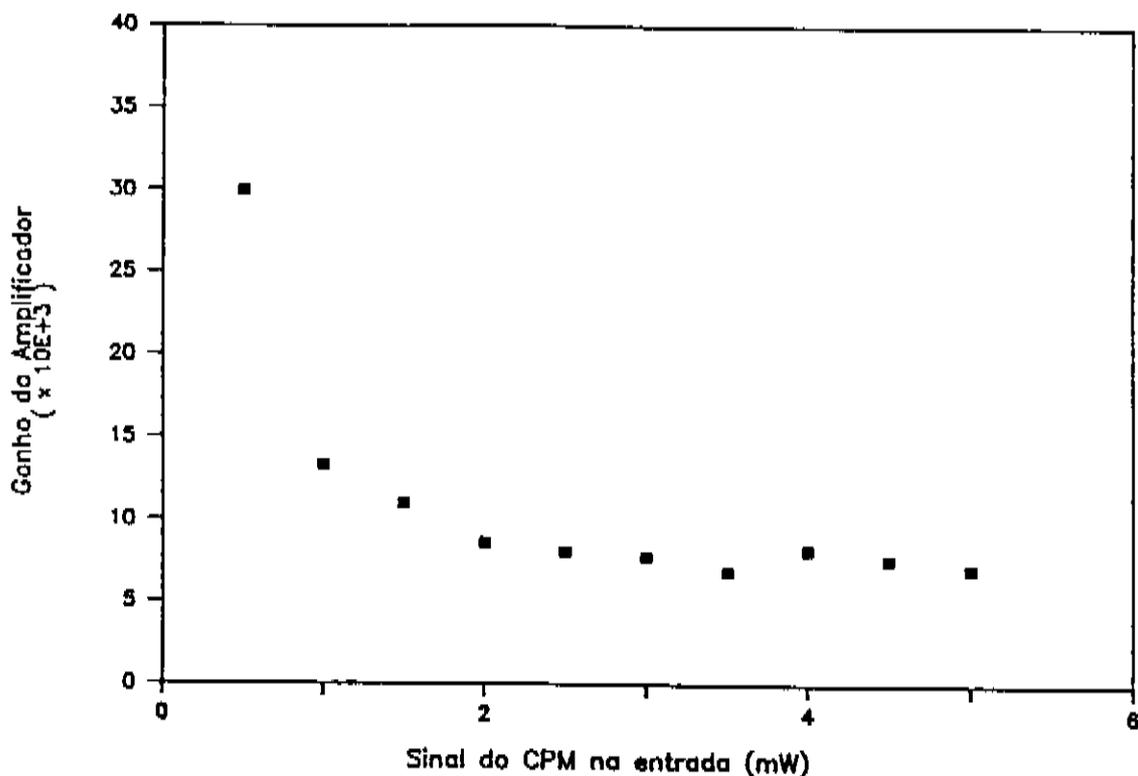


Figura 2.7: Gráfico do ganho em função da potência do CPM na entrada do amplificador. Concentração da SR640 em solução de Metanol e Etileno Glicol: 0,15 mM.

2.3.4 Problemas adicionais na amplificação

Além dos fenômenos de saturação do ganho do meio ativo e da amplificação da emissão espontânea que tratamos anteriormente, a amplificação de pulsos ópticos de femtossegundos enfrenta outros problemas: a dispersão da velocidade de grupo (GVD) introduzida nos pulsos pelos componentes ópticos do sistema, e as flutuações na potência e taxa de repetição dos pulsos amplificados. Analisamos, a seguir, cada um deles separadamente.

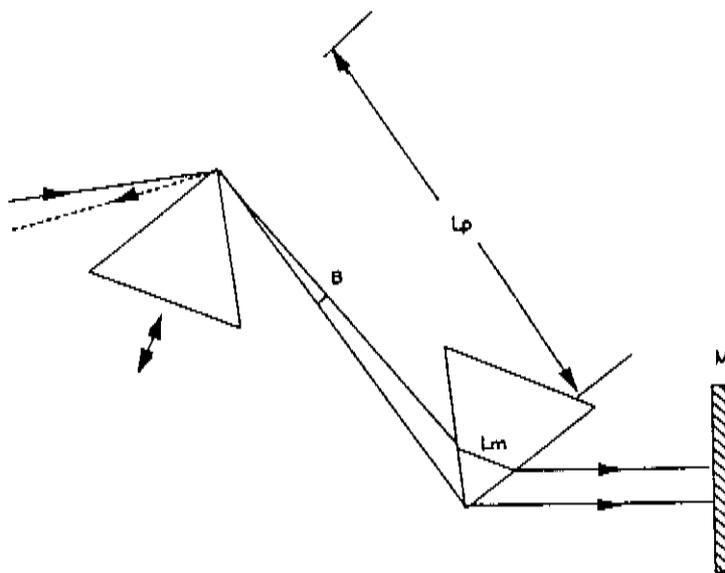


Figura 2.8: Sistema para compensação da dispersão da velocidade de grupo do pulso após sair do amplificador. Os prismas são de Quartzo.

Compensação da dispersão da velocidade de grupo

Durante a amplificação, os pulsos sofrem considerável dispersão da velocidade de grupo, devido à diversas passagens através da cela amplificadora e do jato de corante absorvedor saturável, das lentes e dos espelhos (especialmente os dielétricos). A dispersão da velocidade de grupo provoca o alargamento temporal do pulso curto amplificado que, no nosso sistema, chega a ser por um fator 1,5, com os pulsos saindo com uma duração de cerca de 70 fs quando entrando com 50 fs. Esse alargamento temporal do pulso amplificado é extremamente prejudicial ao sistema de compressão temporal pois, como veremos oportunamente no Capítulo seguinte, a eficiência no alargamento espectral dos pulsos depende diretamente do perfil de intensidade do pulso amplificado através do fator $\frac{dI(t)}{dt}$ onde $I(t)$ é o perfil temporal do pulso.

Para uma maior eficiência do nosso sistema, procuramos compensar a dispersão da velocidade de grupo do pulso que sai do amplificador utilizando uma linha de atraso dispersivo constituída por um par de prismas de Quartzo e um espelho, numa configuração em que o feixe atravessa os dois prismas, é refletido pelo espelho e retorna pelo mesmo caminho ao ponto inicial, como se houvesse passado por um sistema com quatro prismas [15]. A Figura 2.8 ilustra a configuração do sistema.

Posicionamos os prismas de modo que o feixe incida sobre eles sob ângulo de Brewster, que é o procedimento para minimizar perdas por reflexão. Para nos certificarmos que estamos em ângulo de Brewster e, ao mesmo tempo, facilitar o trabalho, desenhamos prismas isósceles para os quais o ângulo de desvio mínimo seja aproximadamente igual ao ângulo de Brewster. No caso de prismas de Quartzo, o ângulo de abertura deve ser de $55,5^\circ$, pois o índice de refração é $n = 1,4574$ e o ângulo de Brewster é dado por $\theta_B = tg^{-1}n$. O ângulo de abertura dos prismas utilizados é de 60° , aproximadamente igual ao ângulo de Brewster para esse material. Colocamos o primeiro prisma no caminho do feixe que sai do amplificador e giramos seu suporte ao redor do seu centro até encontrarmos o ângulo de desvio mínimo. Colocamos o segundo prisma no caminho do feixe que sai do primeiro prisma e procedemos da mesma forma. Por fim, posicionamos o espelho de modo a refletir o feixe de volta pelo mesmo caminho percorrido, com apenas uma pequena inclinação na altura que nos permita desviar o feixe, após atravessar os prismas pela segunda vez, em direção ao sistema para alargamento espectral.

O problema da dispersão da velocidade de grupo num pulso que se propaga através de um meio pode ser analisado em termos das distorções introduzidas na fase $\phi(\omega)$ do pulso. Em termos dessa quantidade, a dispersão da velocidade de grupo se traduz numa dispersão do atraso de grupo $\tau_p = \frac{d\phi(\omega)}{d\omega}$, dada por $\frac{d^2\phi(\omega)}{d\omega^2}$. A dispersão devida ao material dos prismas é positiva, enquanto que a dispersão geométrica dada pela distância entre os prismas tem uma componente negativa [15]:

$$\frac{d^2\phi_m}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2n}{d\lambda^2} l_m \quad (2.11)$$

$$\frac{d^2\phi_p}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left\{ 4l_p \left[\frac{d^2n}{d\lambda^2} + (2n - n^{-3}) \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right] \text{sen}\beta - 8l_p \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \text{cos}\beta \right\} \quad (2.12)$$

onde n é o índice de refração do meio material de que é feito o prisma, λ é o comprimento de onda da luz, β é o ângulo com que o feixe emerge disperso espacialmente do primeiro prisma, e l_m e l_p são, respectivamente, o comprimento de material percorrido pelo pulso e a distância de separação entre os prismas.

O índice de refração do Quartzo tem um valor de 1,4574 e, para o comprimento de onda do laser CPM (620 nm), a dispersão do atraso de grupo $\frac{d^2\phi_p}{d\omega^2}$ fornecida por um sistema de prismas como o descrito acima assume o seguinte valor [15,16,17]:

$$\frac{d^2\phi_p}{d\omega^2} = (648 - 32l_p) f s^2 \quad (2.13)$$

onde l_p , a separação entre os prismas, é dada em centímetros. A dispersão devida à quantidade de material percorrida pelo pulso nas mesmas condições acima mencionadas obedece à relação:

$$\frac{d^2 \phi_m}{d\omega^2} = (540l_m)fs^2 \quad (2.14)$$

com l_m , o comprimento de material percorrido pelo pulso, dado também em centímetros.

Ajustando, então, a separação entre os prismas e a quantidade de material percorrida pelo pulso, pode-se compensar a dispersão da velocidade de grupo introduzida no pulso pelo amplificador.

Assentamos o primeiro prisma sobre um translador micrométrico e, com ele, fazemos o controle da quantidade de material inserida no caminho do feixe, deslocando o prisma numa direção perpendicular à sua base, conforme indicado na figura. O segundo prisma e o espelho são fixados, numa mesma base, num carro que pode ser deslocado sobre um trilho milimetrado. Posicionamos o trilho paralelamente à direção do feixe que sai do primeiro prisma, de modo que, ao movermos o carro com o segundo prisma, o feixe incida sempre no mesmo ponto deste. Assim, podemos variar a quantidade de dispersão negativa introduzida no pulso sem alterar a quantidade de dispersão positiva, introduzida pelo primeiro prisma, tornando independentes os ajustes de dispersão positiva e negativa.

Para monitorar o trabalho de compensação da dispersão da velocidade de grupo, desviamos, com um divisor de feixe, uma parte do feixe para um sistema de autocorrelação, com o qual podemos verificar a duração do pulso após atravessar a linha de retardo dispersivo. O esquema do sistema de autocorrelação pode ser visto na Figura 2.9.

O feixe laser é dividido em duas partes por um divisor de feixe com 30% de refletividade. Cada um dos feixes caminha por uma dada distância e é refletido paralelamente de volta, formando os braços de um interferômetro de Michelson. Os feixes são desviados e seguem paralelos em direção a uma lente que os focaliza sobre um cristal gerador de segundo harmônico (KDP ou Iodato de Lítio). Cada um dos braços, sozinho, gera segundo harmônico na sua direção de propagação. Quando os pulsos laser estão superpostos espacial e temporalmente no cristal, porém, há geração de segundo harmônico na direção da bissetriz do ângulo formado pelos dois feixes. O que detectamos, usando uma fotomultiplicadora, é esse sinal gerado quando há superposição dos dois pulsos. Um dos braços do interferômetro está assentado sobre um altofalante, de modo que haja um atraso periódico de um dos pulsos em relação ao outro ao atingir o cristal. Enviamos o sinal detectado pela fotomultiplicadora a

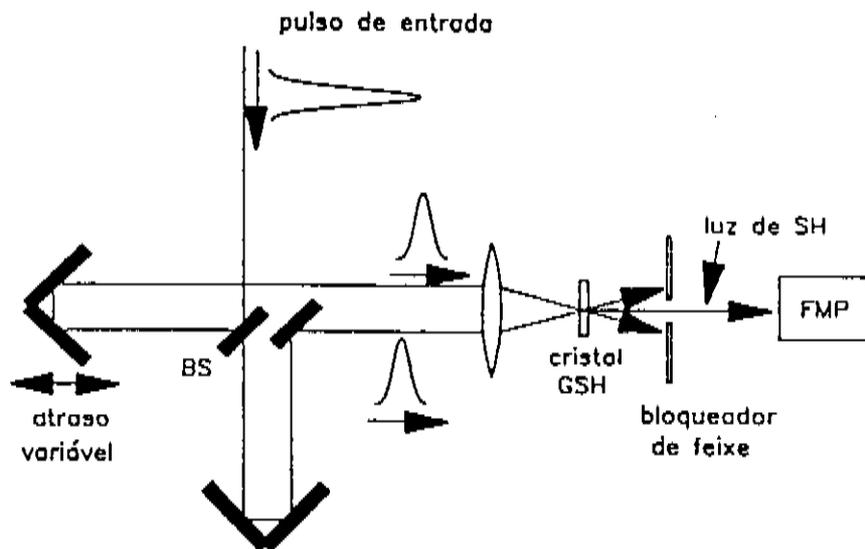


Figura 2.9: Sistema de autocorrelação.

um osciloscópio com a fonte de “trigger” sintonizada na rede, e podemos observar a forma da autocorrelação do pulso. Para saber a duração do pulso em femtossegundos, deslocamos um dos braços do interferômetro por uma certa quantidade conhecida e observamos o deslocamento do perfil de autocorrelação na escala temporal do osciloscópio. Fazemos a calibração da escala temporal do osciloscópio em femtossegundos. Por fim, para saber o valor da duração do pulso, multiplicamos a largura à meia altura do sinal por um fator que depende da forma assumida para o pulso [18].

Observamos, com esse sistema, as durações do pulso ao sair do amplificador e depois de atravessar a linha de atraso dispersivo constituída pelo par de prismas. Na Figura 2.10 vemos o sinal de autocorrelação do pulso amplificado antes de atravessar a linha de atraso. A duração do pulso é de cerca de 70 fs, para um pulso com 50 fs saindo do laser CPM.

Na Figura 2.11, mostramos o sinal de autocorrelação do pulso amplificado após atravessar o conjunto de prismas. A separação entre os prismas é de 124 cm e a quantidade de material é a mínima possível. A duração dos pulsos após a compensação da velocidade de grupo é de cerca de 50 fs.

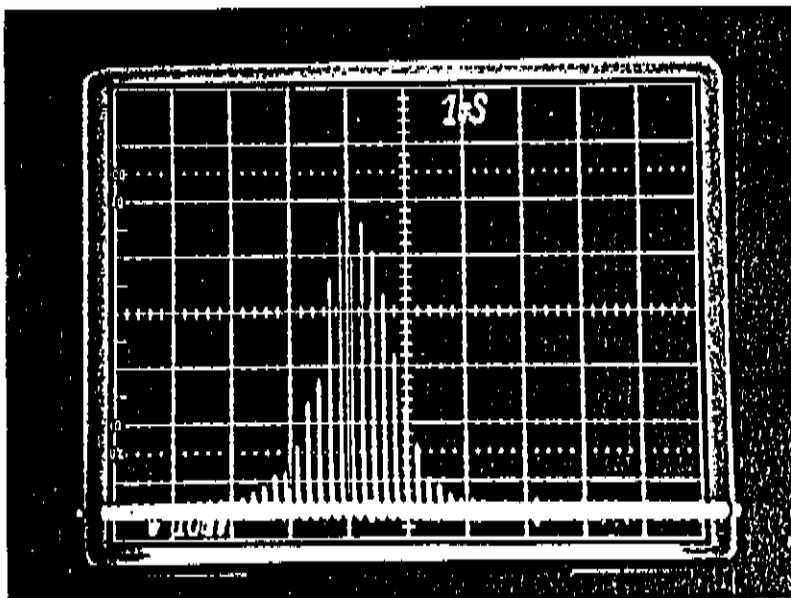


Figura 2.10: Sinal de autocorrelação do pulso ao sair do amplificador. A calibração da escala temporal do osciloscópio é de 45 fs/ms. A duração é de 70 fs.

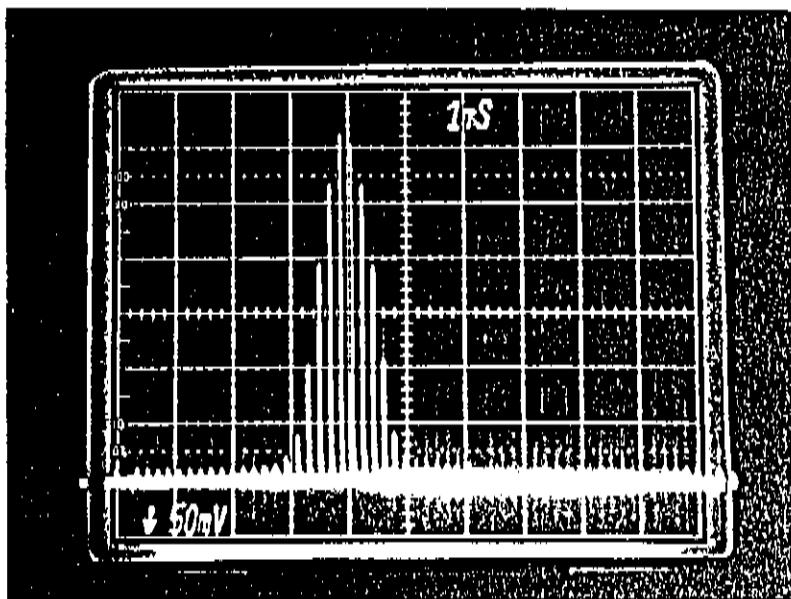


Figura 2.11: Sinal de autocorrelação do pulso amplificado após atravessar o sistema de prismas. A separação entre os prismas é de 124 cm e a duração do pulso, de cerca de 50 fs. A calibração da escala temporal do osciloscópio é de 45 fs/ms.

Sincronização do laser de vapor de Cobre com o laser CPM

As taxas de repetição dos lasers CPM e CVL diferem consideravelmente, sendo de 100 MHz para o primeiro, enquanto que a do segundo pode ser variada por volta dos 5 KHz. Além disso, a largura temporal do pulso do laser de vapor de Cobre, de cerca de 20 ns, é suficientemente grande para que mais de um pulso do laser CPM seja amplificado durante o tempo em que a cela de corante está sendo bombeada. Devido a esses fatos, o trem de pulsos amplificados apresenta flutuações em potência e taxa de repetição. Essas flutuações trarão dificuldades na realização de experiências que utilizarão esse pulsos posteriormente comprimidos. Para minimizar esses efeitos, faz-se necessária uma sincronização entre a chegada dos pulsos CPM e a do pulso de bombeio na cela, de modo que os pulsos a serem amplificados encontrem sempre a mesma população invertida no meio, resultando num ganho constante para cada pulso. Como a população invertida do meio segue aproximadamente o perfil temporal do pulso de bombeio, se os pulsos CPM a encontram sempre com o mesmo valor, significa que atingem a cela sempre numa dada posição na escala de tempo, donde se conclui que a taxa dos pulsos amplificados torna-se constante com a sincronização entre os lasers. A Figura 2.12 fornece uma visão do comportamento do sistema com a sincronização da chegada dos pulsos dos lasers CPM e CVL na cela: na ausência de sincronismo, dois pulsos podem ser amplificados, enquanto que, impondo um atraso variável no perfil da população invertida do meio ativo através do sincronismo externo, um só pulso é amplificado por vez.

Essa sincronização necessária ao funcionamento estável do sistema amplificador é conseguida através do envio de um sinal elétrico externo que gatilha o "driver" do sistema oscilador do laser CVL, que é o responsável pelo gatilhamento da válvula "thyatron". A "thyatron" controla o disparo das descargas elétricas que aquecem o interior do tubo laser e que excitam o meio ativo. Obviamente, o circuito eletrônico que gera esse sinal elétrico externo deve estar em sincronismo com a produção dos pulsos pelo laser CPM. Em linhas gerais, o circuito funciona como um contador dos pulsos do laser CPM e um divisor, que traduz o resultado da contagem em um sinal com uma taxa compatível com a de operação do laser CVL. Na Figura 2.13 mostramos um diagrama de blocos do circuito eletrônico para sincronização.

O fotodetector que detecta os pulsos do laser CPM é um fotodiodo de silício tipo RCA C30950G com preamplificador híbrido, que tem um tempo de resposta de 2 ns. O detetor é polarizado positivamente com uma tensão de 210 V proveniente de uma fonte externa ao aparelho eletrônico de sincronização; a alimentação do preamplificador é feita com uma fonte que fornece uma voltagem DC de 9 V. Enviamos uma fração da

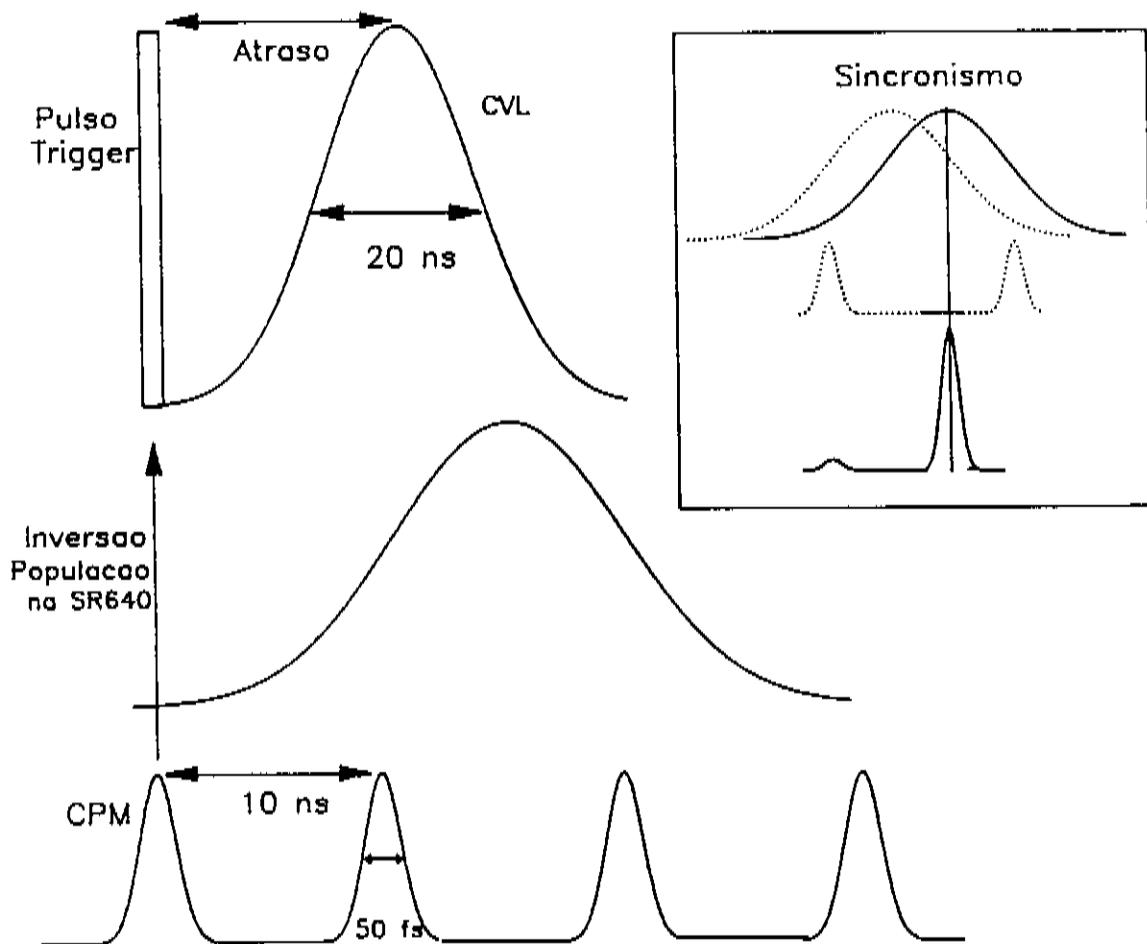


Figura 2.12: Funcionamento do sistema amplificador com a sincronização entre a chegada dos pulsos CPM e CVL na cela amplificadora.

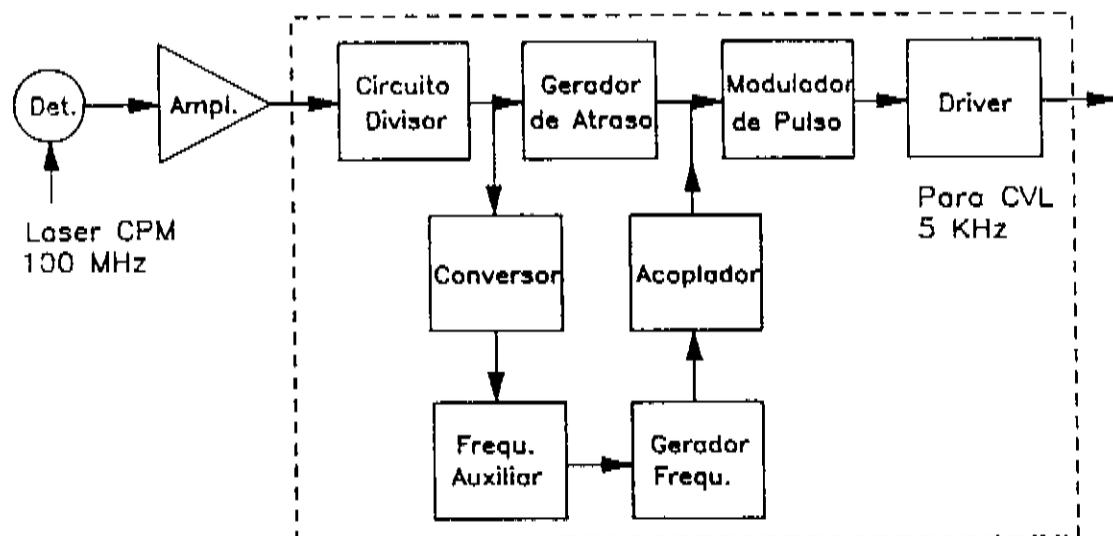


Figura 2.13: Diagrama de blocos do circuito para sincronização entre os pulsos dos lasers CPM e CVL.

energia do feixe laser que é transmitida através de um dos espelhos da cavidade (que não é o espelho de saída) para o detector. O sinal elétrico produzido pelo detector tem cerca de 200 mV. Utilizamos, a seguir, um amplificador HP-modelo 8447D, que fornece um ganho de 22 dB, de modo a elevar o sinal até um nível compatível com os circuitos integrados de lógica TTL utilizados no circuito divisor da aparelhagem.

O circuito divisor de frequência é composto por uma série de circuitos integrados de lógica TTL que realizam diversas divisões da frequência inicial de 100 MHz, totalizando um fator de divisão final de 18000. A taxa de repetição resultante do sinal é de cerca de 5450 Hz. Parte do sinal que sai do circuito divisor é enviada para um circuito conversor. A outra parte é enviada para um circuito gerador de atraso.

O circuito conversor detecta a presença ou ausência dos pulsos do laser CPM, que pode parar de oscilar devido a alguma instabilidade intracavidade. Na ausência de sinal provindo do laser, o circuito conversor ativa o circuito acionador de frequência auxiliar, que aciona um gerador de frequência interno do aparelho. O gerador de frequência alimenta o circuito de sincronização com um sinal quadrado com taxa de 5 KHz. Desta maneira, o CVL continua operando mesmo na ausência dos pulsos de gatilho do CPM. Isso é muito importante pois a válvula "thyatron" do CVL não

pode permanecer em aberto durante um tempo superior a $4 \mu\text{s}$.

O circuito gerador de atraso fino permite um ajuste de alguns nanossegundos no sinal proveniente do circuito divisor, que serve para o melhor posicionamento do pulso do CVL em relação ao pulso do CPM quando ambos atingem a cela de corante do sistema amplificador óptico. Desta forma, pode-se compensar os atrasos provocados durante a propagação dos sinais ópticos e elétricos. Esse ajuste é feito por um aparelho gerador de atraso (BNC-modelo 7030).

O sinal resultante do divisor de frequência é um trem de pulsos quadrados com taxa de repetição de 5450 Hz e um tempo de subida muito longo (60 ns). O circuito modulador de pulsos transforma esse sinal em pulsos com taxa de 5450 Hz e largura temporal variável desde $1,4 \mu\text{s}$ a $3,7 \mu\text{s}$, com um tempo de subida menor que 10 ns. O ajuste da largura dos pulsos é feito através de um potenciômetro de $5 \text{ K}\Omega$ interno ao aparelho de sincronismo.

O circuito driver fornece corrente para alimentar o cabo coaxial de 50Ω que transmite o sinal do aparelho de sincronização para o CVL. O circuito deve carregar o cabo antes de gatilhar o laser, pois a capacitância do cabo é grande e poderia distorcer a forma do pulso formado pelo modulador.

O sinal de saída do circuito de sincronismo é composto por pulsos quadrados com 3 volts, taxa de cerca de 5,5 KHz e duração de cerca de $2 \mu\text{s}$.

Na Figura 2.14 mostramos o sinal de autocorrelação dos pulsos amplificados na situação onde não há sincronização dos pulsos do CVL com os do CPM. A ausência de sincronização faz com que a taxa de repetição e a potência de pico dos pulsos amplificados flutuem no tempo.

Na Figura 2.15 mostramos o sinal de autocorrelação dos pulsos amplificados com o sincronismo entre CVL e CPM em funcionamento. Observa-se uma boa estabilização em potência e taxa de repetição do trem de pulsos resultante. É importante notar que o atraso fino no sinal eletrônico foi bem ajustado. Do contrário, continuaríamos a ter flutuações, embora reduzidas em relação à situação em que não há qualquer sincronismo, na potência e taxa de repetição no trem de pulsos amplificados resultante.

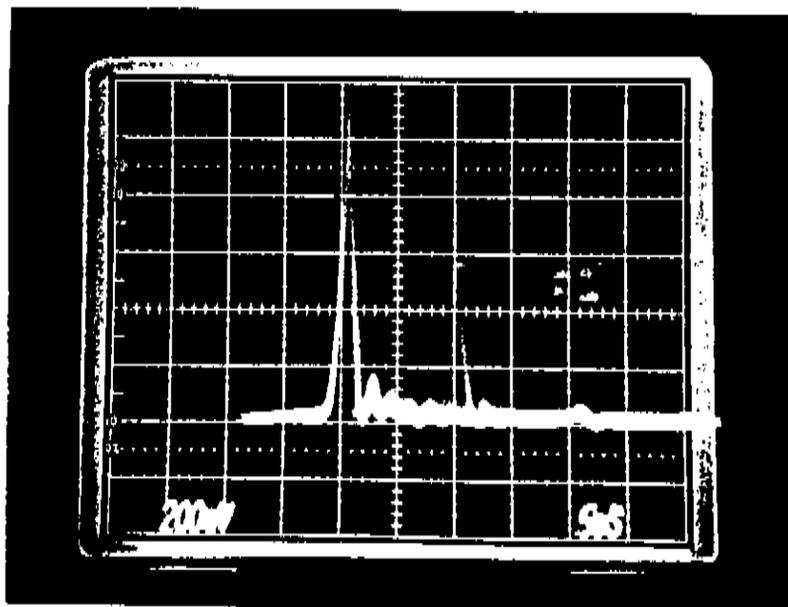


Figura 2.14: Sinal de autocorrelação dos pulsos amplificados na ausência de sincronização entre os lasers CVL e CPM.

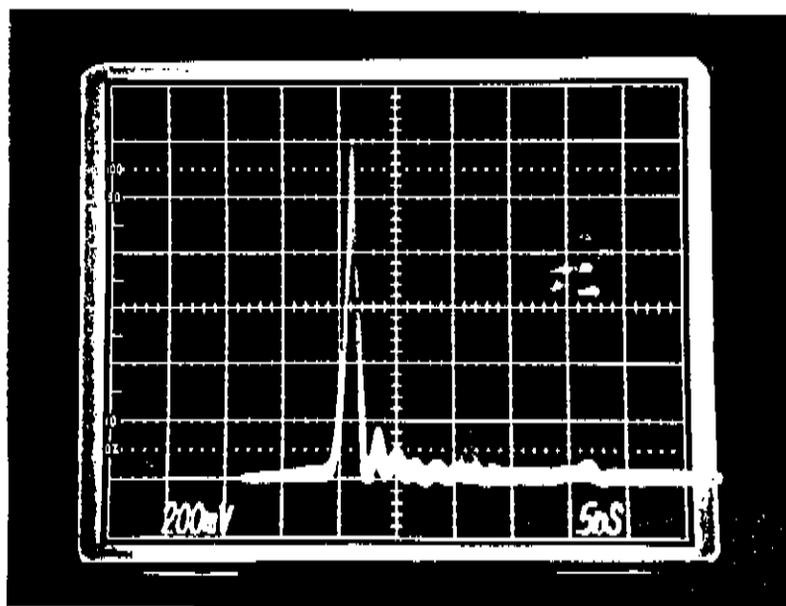


Figura 2.15: Sinal de autocorrelação dos pulsos amplificados com sincronização entre os lasers CVL e CPM.

Bibliografia

- [1] C.H.Brito Cruz, A.M.Prosser, P.C.Becker, "*Generation of tunable femtosecond pulses in the 690-750 nm wavelenght region*", Opt. Commun. 86, 65 (1991).
- [2] W.H.Knox, M.C.Downer, R.L.Fork, C.V.Shank, "*Amplified femtossecond optical pulses and continuum generation at 5-kHz repetition rate*", Opt. Lett. 9, 552 (1984).
- [3] W.H.Knox, "*Femtosecond optical pulse amplification*", IEEE J. Quantum Electron. QE-24, 388 (1988).
- [4] D.J.Bradley, "*Methods of Generation*", in *Ultrashort Light Pulses*; L.S.Shapiro, Springer-Verlag, 1977, p.65.
- [5] C.V.Shank, "*Generation of Ultrashort Optical Pulses*", in *Ultrashort Laser Pulses*; W.Kaiser, Springer-Verlag, 1988, p.20.
- [6] A.Migus, C.V.Shank, E.P.Ippen, R.L.Fork, "*Amplification of subpicossecond optical pulses: theory and experiment*", IEEE J. Quantum Electron. QE-18, 101 (1982).
- [7] C.Hirrlinann, O.Seddiki, J.F.Morhange, R.Mainet, A.Goddi "*Femtossecond jet laser preamplifier*", Opt. Commun. 59, 52 (1986).
- [8] D.Nickel, D.Külke, D. von der Linde "*Multipass dye-cell for high-repetition-rate femtosecond optical pulses*", Op. Lett. 14, 36 (1989).
- [9] A.A.Hnilo, O.E.Martínez, "*On the design of pulsed dye laser amplifiers*", IEEE J. Quantum Electron. QE-23, 593 (1987).
- [10] A.A.Hnilo, O.E.Martínez, E.J.Quel, "*Stored energy in pulsed dye laser amplifiers*", IEEE J. Quantum Electron. QE-22, 20 (1986).

- [11] E.P.Ippen, C.V.Shank, "*Techniques of Measurements*", in *Ultrashort Light Pulses*; S.L.Shapiro, Springer-Verlag, 1977, p.109.
- [12] D.Strickland, G.Mourou, "*Compression of amplified chirped optical pulses*", *Opt.Commun.* 56, 219 (1985).
- [13] F.P.Schäfer , "*Dye Lasers*", Springer-Verlag, 1973, p.21.
- [14] A.E.Siegman, "*Lasers*", University Science Books, 1986, p. 858.
- [15] R.L.Fork, O.E.Martinez, J.P.Gordon, "*Negative dispersion using pairs of prisms*" *Opt. Lett.* 9, 150 (1984).
- [16] D.Marcuse, "*Pulse distortion in single mode fibers*", *Appl. Phys. Lett.* 19, 1653, (1980).
- [17] 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.* 12, 483 (1987).
- [18] K.L.Sala, G.A.Kenney-Wallace, G.E.Hall, "*CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses*" *IEEE J. Quantum Electron.* QE-16, 990, 1980.

Capítulo 3

Alargamento espectral por automodulação de fase em fibra óptica

3.1 A automodulação de fase

Um pulso é dito limitado por transformada quando o produto de sua largura de linha $\Delta\omega$ pela sua duração Δt é igual a $2\pi K$, onde K é uma constante que depende do perfil temporal do pulso [1]. Um pulso limitado por transformada tem a mínima duração possível dentro do limite da sua largura de linha. Desta feita, para que possamos comprimir temporalmente ainda mais um pulso originalmente limitado por transformada, é necessário, inicialmente, que a sua largura de banda seja aumentada, de forma que o novo produto das larguras espectral e temporal seja maior que $2\pi K$. Na etapa posterior, o pulso é comprimido temporalmente até atingir novamente o limite de transformada. Para um pulso com perfil temporal do tipo secante hiperbólica ao quadrado, a constante K assume o valor de 0,315 [1]. No comprimento de onda de 625 nm temos a relação entre largura de linha e duração: $\Delta\lambda\Delta t = 410(nm)(fs)$.

O alargamento espectral de um pulso óptico é obtido com a redistribuição da sua energia, inicialmente contida dentro de uma certa largura espectral $\Delta\omega$, para outros comprimentos de onda, dando origem a uma largura de banda $\Delta\omega'$ maior que a original. Isso acontece através do fenômeno da automodulação de fase [2], que ocorre quando um pulso suficientemente curto e intenso atravessa um meio material que possui um índice de refração com uma componente dependente da intensidade da luz incidente:

$$n = n_0 + n_2 \langle E^2(t) \rangle + \dots \quad (3.1)$$

onde n_0 é o índice de refração linear do meio, n_2 é o coeficiente de refração não linear e $\langle E^2(t) \rangle$ é o perfil de intensidade $I(t)$ do pulso, com o campo elétrico dado por:

$$E(t) = E_0 e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} \quad (3.2)$$

Para um meio linear, $n = n_0$ e a fase de um pulso que o atravessa é dada por:

$$\phi_L = \omega_0 t - k_0 z = \omega_0 t - \frac{\omega_0 z}{c} n_0 \quad (3.3)$$

Num meio não linear, a parcela do índice de refração que depende do tempo ($n_2 \langle E^2(t) \rangle$) modula a fase do pulso que o atravessa (efeito da automodulação de fase):

$$\phi_{NL} = \omega_0 t - \frac{\omega_0 z}{c} n_0 - \frac{\omega_0 z}{c} n_2 \langle E^2(t) \rangle = \phi_L - \frac{\omega_0 z}{c} n_2 \langle E^2(t) \rangle \quad (3.4)$$

Ocorre, então, uma mudança de fase dependente do perfil temporal do pulso durante a sua propagação pelo meio material e, uma vez que a frequência instantânea é dada pela taxa de variação temporal da fase, o resultado final é uma alteração no espectro de frequências final do pulso, em relação à frequência original ω_0 , que depende da derivada do perfil de intensidade do pulso:

$$\omega(t) = \omega_0 - \frac{\omega_0 z}{c} n_2 \frac{dI(t)}{dt} \quad (3.5)$$

Para pulsos atravessando meios não lineares com coeficientes de refração não lineares n_2 positivos, aparecem frequências menores que ω_0 na frente do pulso (“red shift”) e frequências maiores na cauda do pulso (“blue shift”). A automodulação de fase produz, então, um aumento da largura espectral original do pulso. O máximo alargamento espectral passível de ser obtido para um pulso gaussiano com duração T_p e fluência E_p atravessando um meio com comprimento z e coeficiente de refração não linear n_2 é inversamente proporcional ao quadrado da duração do pulso:

$$\delta\omega_{max} = \frac{\omega_0 z}{c} n_2 \frac{E_p}{2T_p^2} \quad (3.6)$$

A partir dessas duas últimas equações, podemos avaliar a importância da amplificação do pulso curto e da compensação da velocidade de grupo do pulso amplificado para o alargamento espectral, pois implicam no aumento da intensidade do pulso e na redução máxima de sua duração ao entrar no meio não linear.

A Figura 3.1 mostra o resultado de um cálculo teórico [3] para a distribuição das novas frequências no tempo. Foi assumido para os cálculos um perfil temporal tipo secante hiperbólica ao quadrado, com uma largura à meia altura de 6 ps. Observa-se que existe uma região onde a varredura de frequência é linear, ou seja, que $\omega(t) \propto t$.

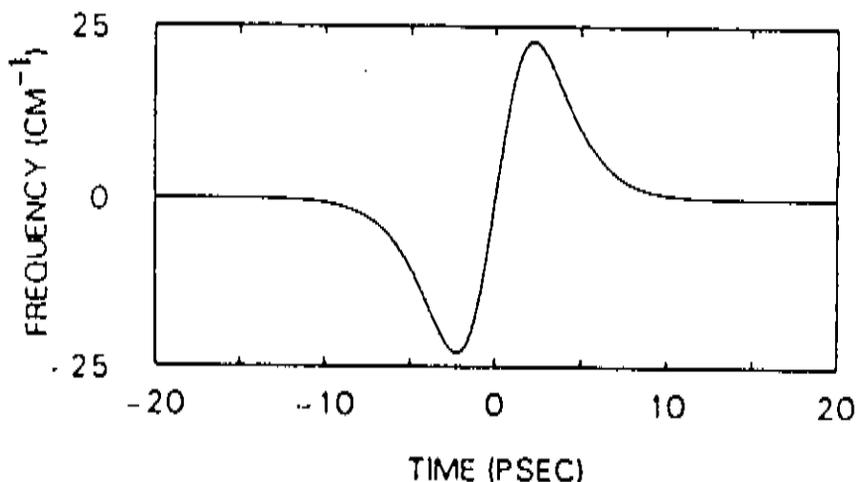


Figura 3.1: Distribuição das frequências num pulso espectralmente alargado devido à automodulação de fase [3].

Desse gráfico, podemos notar que sempre existem dois instantes de tempo diferentes associados a uma dada frequência, ou seja, que uma mesma componente espectral aparece em dois instantes diferentes no perfil temporal do pulso. Essa defasagem nas componentes de mesma frequência resulta em interferência que, às vezes, pode ser construtiva, e por outras, destrutiva, dependendo da relação entre o comprimento de onda e a separação temporal das componentes de mesma frequência ao longo do pulso. Esse fato acarreta o aparecimento de picos e vales no perfil espectral do pulso resultante, correspondentes aos máximos e mínimos de interferência das diversas componentes espectrais. Na Figura 3.2 mostramos um resultado teórico onde foi calculada a forma do perfil espectral de um pulso com 6 ps de duração que sofreu a ação apenas da automodulação de fase ao atravessar um meio não linear [3]. O resultado obtido, nesta mesma referência, para o pulso comprimido é mostrado na Figura 3.3.

A duração do pulso comprimido é de 0,6 ps e sua intensidade, dez vezes maior que a do pulso original. Pode-se notar, nesta figura, a presença de lobos laterais no perfil temporal do pulso, os quais encerram cerca de 40% da energia total do pulso. Esse é

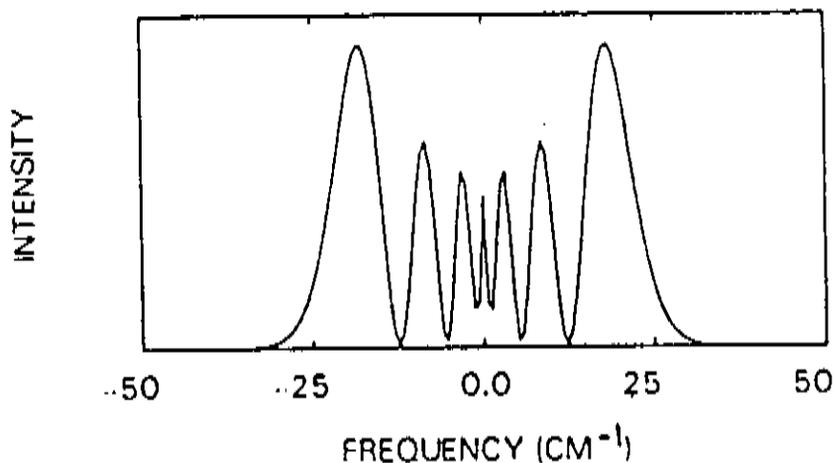


Figura 3.2: Perfil espectral do pulso sob efeito da automodulação de fase num meio não linear [3].

um resultado altamente indesejado num sistema em que se pretende realizar medidas com alta resolução temporal. A solução para esse problema é analisada na seguinte seção, onde apresentamos outros resultados teóricos do referido trabalho.

3.2 A dispersão da velocidade de grupo

Como discutido no Capítulo anterior, o efeito da dispersão da velocidade de grupo sobre as componentes espectrais de um pulso que atravessa um meio material é de grande importância quando se trabalha com pulsos ultracurtos, uma vez que estes apresentam uma largura de banda bastante grande (cerca de 8 nm para um pulso com 50 fs, e 70 nm para um pulso com 6 fs de duração). Dependendo do comprimento de onda da luz que atravessa o meio, a dispersão pode ser positiva (normal) ou negativa (anômala), resultando num alargamento [4] ou num estreitamento [5] temporal do pulso. Na Figura 3.4 [6] mostramos o comportamento da dispersão em uma fibra óptica de sílica normal em função do comprimento de onda da luz que a atravessa. Para comprimentos de onda menores que $1,3 \mu\text{m}$, a dispersão assume um valor positivo, enquanto que para comprimentos de onda maiores, a dispersão é anômala.

Seja um pulso com um perfil temporal descrito por:

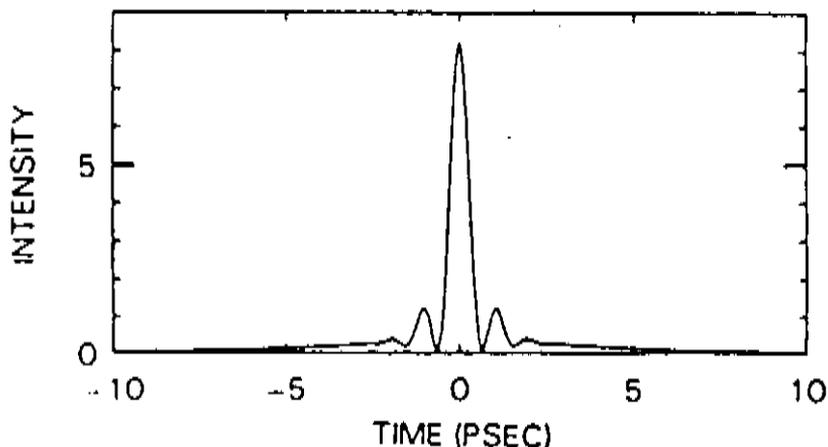


Figura 3.3: Perfil temporal do pulso sob efeito da automodulação de fase num meio não linear [3].

$$E(t) = E_0(t)e^{-i\omega_0 t} \quad (3.7)$$

Para analisar a distorção que ocorre quando o pulso atravessa um meio dispersivo, toma-se a transformada de Fourier do seu perfil temporal e adiciona-se uma diferença de fase dependente da frequência, na qual está embutida a distorção causada pelo meio:

$$\tilde{E}(\omega) = \tilde{E}_0(\omega)e^{i[\phi_0(\omega)+\phi(\omega)]} \quad (3.8)$$

onde $\phi(\omega)$ é a distorção de fase, dada por:

$$\phi(\omega) = \phi(\omega_0) + \left(\frac{d\phi(\omega)}{d\omega}\right)_{\omega_0}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\left(\frac{d^2\phi(\omega)}{d\omega^2}\right)_{\omega_0}(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (3.9)$$

É interessante analisar a distorção introduzida pelo meio através do estudo do atraso de grupo τ_g sofrido pelo pulso:

$$\tau_g = \frac{d\phi(\omega)}{d\omega} = \left(\frac{d\phi(\omega)}{d\omega}\right)_{\omega_0} + \left(\frac{d^2\phi(\omega)}{d\omega^2}\right)_{\omega_0}(\omega - \omega_0) + \dots \quad (3.10)$$

O primeiro termo dessa expansão corresponde a um atraso fixo, independente da frequência. O segundo termo mostra um atraso variando linearmente com a frequência,

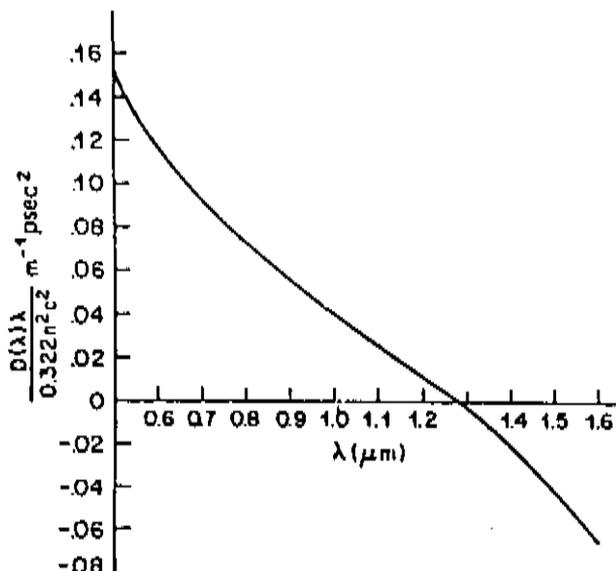


Figura 3.4: Dispersão da velocidade de grupo em função do comprimento de onda para uma fibra de sílica normal [6].

ou seja, no domínio do tempo, para um valor de $\frac{d^2\phi(\omega_0)}{d\omega^2}$ positivo, as frequências maiores que ω_0 sofrem um atraso maior que as frequências menores, resultando num alargamento [4] do perfil temporal de um pulso originalmente sem varredura de frequência. Por outro lado, se $\frac{d^2\phi(\omega_0)}{d\omega^2}$ assume um valor negativo e se o pulso original tem uma varredura de frequência positiva, o pulso pode ser comprimido temporalmente [5].

No regime de dispersão positiva, o alargamento temporal sofrido pelo pulso limita o seu alargamento espectral por automodulação de fase (pois diminui o fator $\frac{dI}{dt}$). Essa limitação no alargamento espectral se reflete numa limitação no fator de compressão temporal do pulso passível de ser obtida. Por outro lado, o efeito combinado da automodulação de fase com a dispersão da velocidade de grupo das componentes espectrais do pulso espectralmente alargado provoca um aumento da região espectral onde a varredura de frequência é linear. Esse resultado pode ser observado na Figura 3.5 [3]. Nessa região temos uma dependência quadrática da fase do pulso com o tempo ($\phi(t) \propto t^2$), o que significa que a sua transformada de Fourier tem uma dependência também quadrática com a frequência ($\phi(\omega) \propto (\omega - \omega_0)^2$). Isso produz um aumento da qualidade do pulso comprimido, como pode ser visto na Figura 3.6, em comparação com a Figura 3.3 (A explicação para esse fato será completa no Capítulo que se segue). Neste caso, o fator de compressão obtido foi o mesmo que na ausência da dispersão da velocidade de grupo. Os lobos laterais, porém, aparecem bem menos

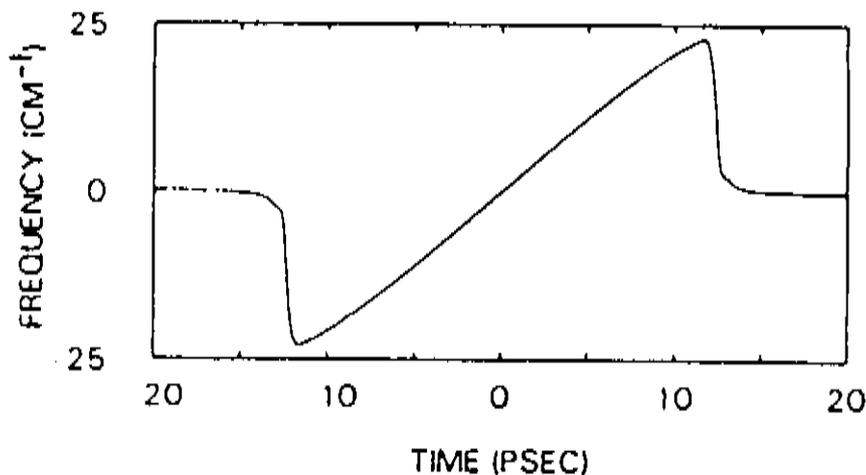


Figura 3.5: Distribuição das frequências num pulso espectralmente alargado devido à automodulação de fase na presença da dispersão da velocidade de grupo [3].

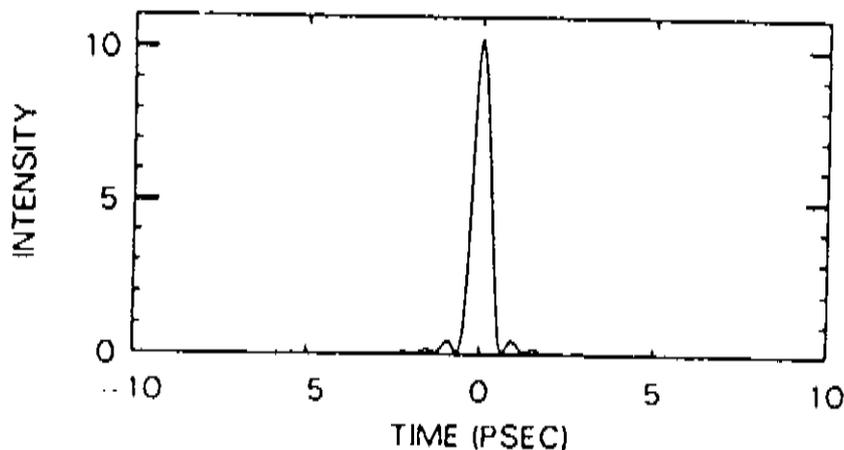


Figura 3.6: Perfil temporal do pulso sob efeito da automodulação de fase na presença da dispersão da velocidade de grupo num meio não linear [3].

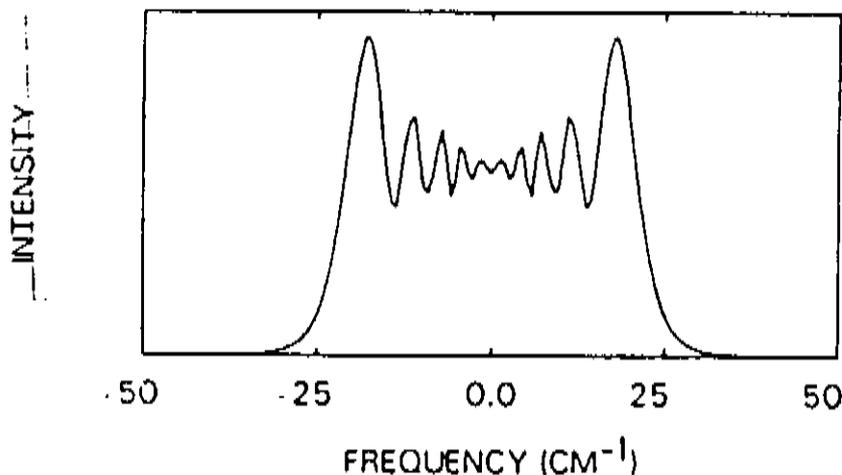


Figura 3.7: Perfil espectral do pulso sob efeito da automodulação de fase na presença da dispersão da velocidade de grupo num meio não linear [3].

intensos, representando apenas 10% da energia total do pulso. Este se torna mais intenso, pois quase toda a energia está concentrada num curto espaço de tempo. O perfil espectral do pulso pode ser observado na Figura 3.7. Ele se torna bem mais uniforme na presença da dispersão que no caso em que ela não foi levada em conta. Essa uniformidade do espectro e a diminuição de estruturas laterais no perfil temporal do pulso branco comprimido são quesitos necessários para o emprego dos pulsos em sistemas de medidas espectroscópicas resolvidas no tempo. É importante notar, portanto, que deve haver um balanceamento entre os efeitos de automodulação de fase e dispersão da velocidade de grupo no meio não linear para se obter um pulso com um espectro o mais largo e uniforme possível e um perfil temporal limpo e curto após a compressão [6].

3.3 O alargamento espectral dos pulsos amplificados

3.3.1 Montagem experimental

Um detalhe de extrema importância a ser levado em conta é a relação entre o tempo de duração dos pulsos e o tempo de relaxação da não linearidade do meio utilizado para provocar o alargamento espectral. Se o tempo de relaxação da não linearidade

for maior que a duração do pulso, este atravessará o meio e a automodulação de fase somente começará a acontecer na cauda do pulso. Se a resposta do meio for rápida em comparação com a duração do pulso, a não linearidade acontecerá no momento em que a região mais energética do pulso estiver atravessando o meio [7]. Para os líquidos, a contribuição mais rápida para a resposta da não linearidade, cuja origem está na distorção da distribuição eletrônica induzida opticamente, possui um índice de refração não linear da ordem de $10^{-16} \text{cm}^2/\text{W}$. O índice devido à orientação vibracional é 100 vezes maior (da ordem de $10^{-14} \text{cm}^2/\text{W}$), mas o tempo de relaxação da não linearidade é mais lento. Um exemplo é o CS_2 líquido, cujo valor de n_2 é $3 \cdot 10^{-14} \text{cm}^2/\text{W}$ e o tempo de relaxação devido à orientação molecular, 2 ps [8], o que o torna pouco útil para trabalhos com pulsos de femtossegundos. Para sólidos, os valores de n_2 situam-se na faixa de $10^{-16} \text{cm}^2/\text{W}$ a $10^{-15} \text{cm}^2/\text{W}$, com tempos de resposta esperado da ordem de femtossegundos, uma vez que a contribuição dominante vem da distribuição eletrônica. A sílica fundida apresenta $n_2 = 3 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2/\text{W}$ e um tempo de resposta da ordem de femtossegundos [9].

Fibras ópticas são meios altamente não lineares quando sob ação de pulsos ópticos intensos, causando fenômenos como a automodulação de fase. Isso se deve à dependência da não linearidade com o comprimento de interação do meio material, assim como com a intensidade do pulso luminoso ($\omega(t) \propto z \frac{dI}{dt}$). Numa fibra óptica com 10 mm de comprimento e $5 \mu\text{m}$ de diâmetro, o comprimento de interação é cerca de 10^3 vezes maior que o parâmetro confocal de um feixe Gaussiano focalizado com uma cintura igual ao diâmetro do núcleo da fibra. Isso faz com que a potência média necessária para a excitação de não linearidades apreciáveis numa fibra óptica com diâmetro do núcleo pequeno seja reduzida a escalas de centenas de miliwatts [10] (Como exemplo, para uma fibra monomodo com diâmetro do núcleo menor que $10 \mu\text{m}$, ou seja, área menor que 10^{-6}cm^2 , a intensidade necessária é da ordem de MW/cm^2 , enquanto que para jatos de líquidos como Etileno Glicol há a necessidade de intensidades de até $10^{12} \text{W}/\text{cm}^2$ [11]). Outra vantagem da utilização de fibras ópticas no alargamento espectral de pulsos ultracurtos é que o fenômeno da autofocalização é desprezível sob as condições de trabalho com fibras monomodo [12]. A autofocalização altera o índice de refração do meio material, formando uma espécie de lente convergente no interior do meio, o que provoca a diminuição do caminho óptico que contribuiria para a produção de automodulação de fase. Isso faz com que o restante do material contribua apenas dispersivamente.

Utilizamos uma fibra óptica de sílica como meio não linear para a geração da automodulação de fase nos pulsos amplificados. A fibra tem $5 \mu\text{m}$ de diâmetro e comprimento de onda de corte em 630 nm, sendo praticamente monomodo na região

espectral dos pulsos ultracurtos utilizados.

Após atravessarem o conjunto de prismas de Quartzo colocados na saída do amplificador, os pulsos amplificados passam por um divisor de feixe. Desviamos 15% da energia para o sistema de alargamento espectral. (Os 85% de energia restantes são enviados ao sistema de espectroscopia resolvida no tempo, para o bombeamento da amostra.). Na Figura 3.8, mostramos um esquema do sistema para alargamento espectral que foi montado.

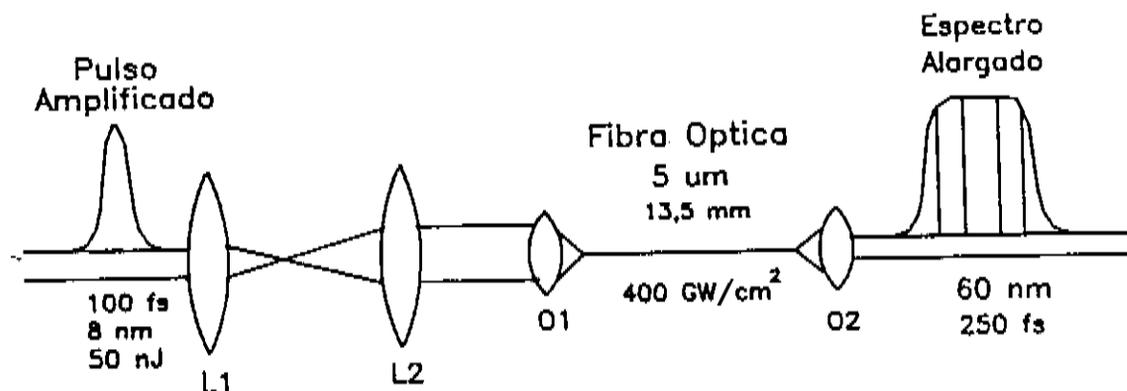


Figura 3.8: Esquema do sistema para alargamento espectral dos pulsos ultracurtos.

O feixe amplificado é focalizado sobre a fibra e acoplado a ela através da utilização de uma objetiva ($O1$) com abertura numérica de 0,25 e aumento de 10 vezes. Para auxiliar no casamento do modo do feixe laser com o da fibra, facilitando o alinhamento e evitando a queima da fibra, antes da objetiva utilizamos um telescópio constituído por uma lente ($L1$) com 4 cm e outra ($L2$) com 9 cm de distância focal. Esse sistema expande o modo do feixe laser amplificado, produzindo um feixe colimado com um diâmetro de cerca de 0,5 cm. Desta maneira, conseguimos uma maior focalização com a objetiva $O1$ e um melhor acoplamento de luz na fibra. O alinhamento torna-se, também, muito mais preciso, uma vez que a lente $L2$ do telescópio está assentada sobre um translador XYZ Klinger bastante sensível. A objetiva que focaliza o feixe e a fibra estão também assentados em transladores XYZ estáveis e sensíveis. Uma outra objetiva ($O2$), com as mesmas características da primeira, recolima o feixe que sai da fibra.

Para facilitar o alinhamento do sistema, realizamos um prévio alinhamento enviando o feixe de um laser de He-Ne em sentido oposto ao de propagação dos pulsos CPM amplificados. Variando a posição da fibra (nas direções x , y e z) em relação à objetiva $O2$, descobrimos a distância focal ideal de acoplamento do laser de He-Ne na fibra. Ajustamos a posição da objetiva $O1$ de modo que o feixe emergente da fibra seja colimado e atravesse o centro das lentes do telescópio. Por fim, alinhamos a direção do feixe de pulsos CPM amplificados antes de entrar na fibra para seguir exatamente a direção do feixe de He-Ne que sai da fibra. Pequenos ajustes no translador da lente $L2$ completam o acoplamento do pulso amplificado na fibra. Esse procedimento realmente auxilia no processo de acoplamento dos pulsos amplificados na fibra, pois o modo do laser de He-Ne é bem mais uniforme que o do CPM amplificado e, portanto, muito mais fácil de ser acoplado na fibra num prévio alinhamento.

Para observar o perfil espectral, enviamos o pulso branco a um monocromador (FUNBEC, com grade de difração de 600 linhas/mm e precisão de 1 nm) e acoplamos à sua saída a um analisador óptico multicanais (EG&G, modelo 1455 com interface para detector modelo 1461, que possui 512 canais detectores).

3.3.2 Resultados

Observamos o alargamento espectral com uma fibra de 23 mm e com outra de 13,5 mm de comprimento (ambas com as mesmas características).

Na Figura 3.9 podemos observar o espectro do pulso amplificado após passar pela fibra com 23 mm de comprimento. Neste caso, a potência acoplada de 60 nW é insuficiente para gerar automodulação de fase e, portanto, o pulso não sofre alargamento espectral. A largura à meia altura é de 8,5 nm. Essa largura é igual à do pulso do laser CPM com duração de 50 fs e sem amplificação.

Na Figura 3.10 mostramos perfis espectrais dos pulsos para várias potências acopladas na fibra de 23 mm. Conforme aumentamos a intensidade de luz na fibra, maior o efeito da automodulação de fase no pulso, devido ao termo $\frac{dI}{dt}$ na expressão da frequência instantânea $\omega(t)$, e maior é a largura espectral do pulso obtido.

A maior largura à meia altura obtida com essa fibra, que fornecia 30% de acoplamento da luz incidente, foi de 48 nm (com uma potência acoplada de 54 μ W). Essa largura de linha permitiria a obtenção de um pulso com duração de cerca de 8 fs, se fossem compensadas todas as distorções de fase até o limite de Transformada de Fourier ($\Delta\lambda \times \Delta t = 410(nm)(fs)$). Decidimos, então, utilizar uma fibra com comprimento menor, pois se a fibra tiver um comprimento muito grande, termos de ordem mais alta na expansão da distorção de fase $\phi(\omega)$ devidos ao meio material podem se

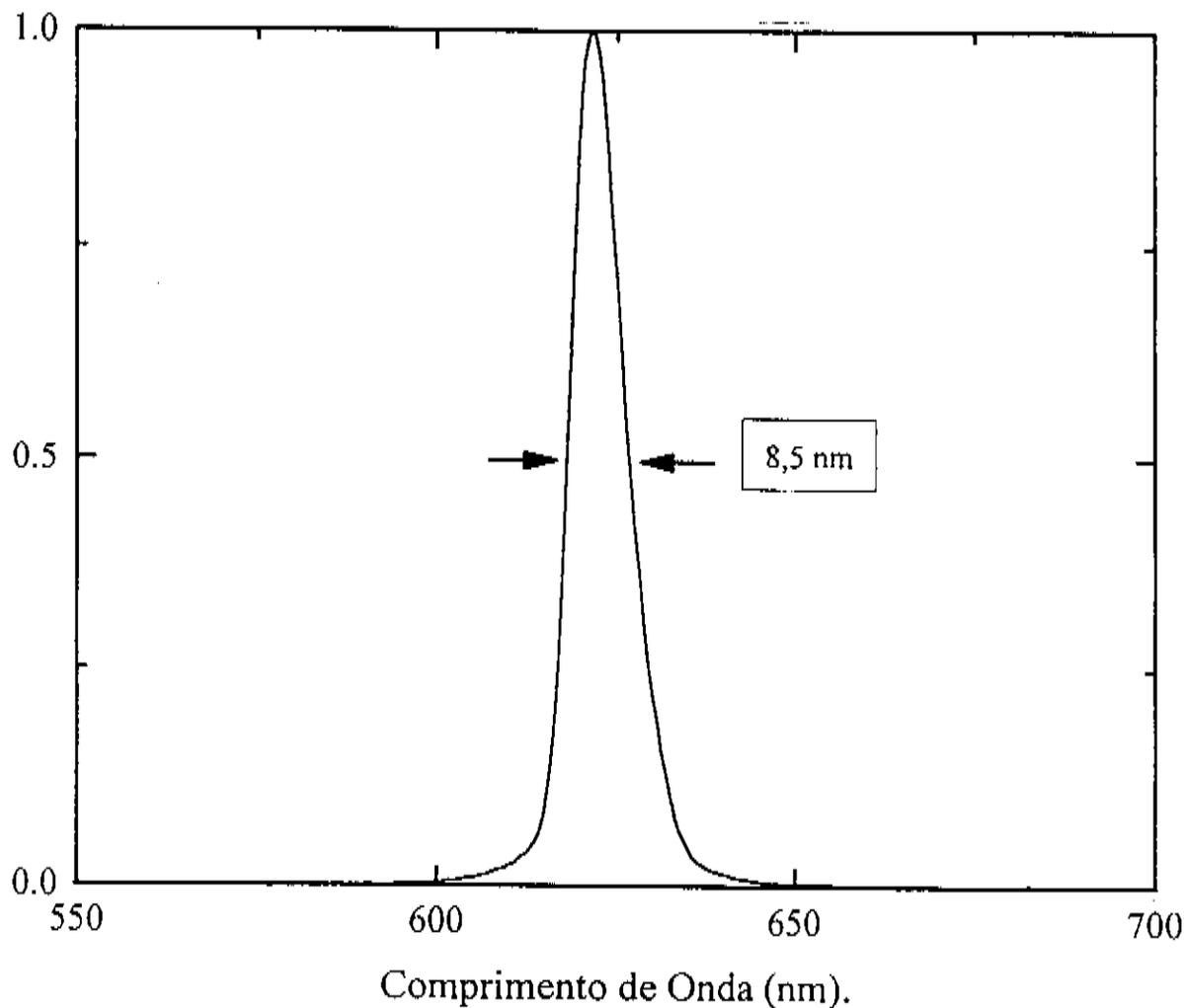


Figura 3.9: Perfil espectral do pulso amplificado após atravessar a fibra com 23 mm de comprimento. Potência acoplada: 60 nW. Não ocorre automodulação de fase neste caso.

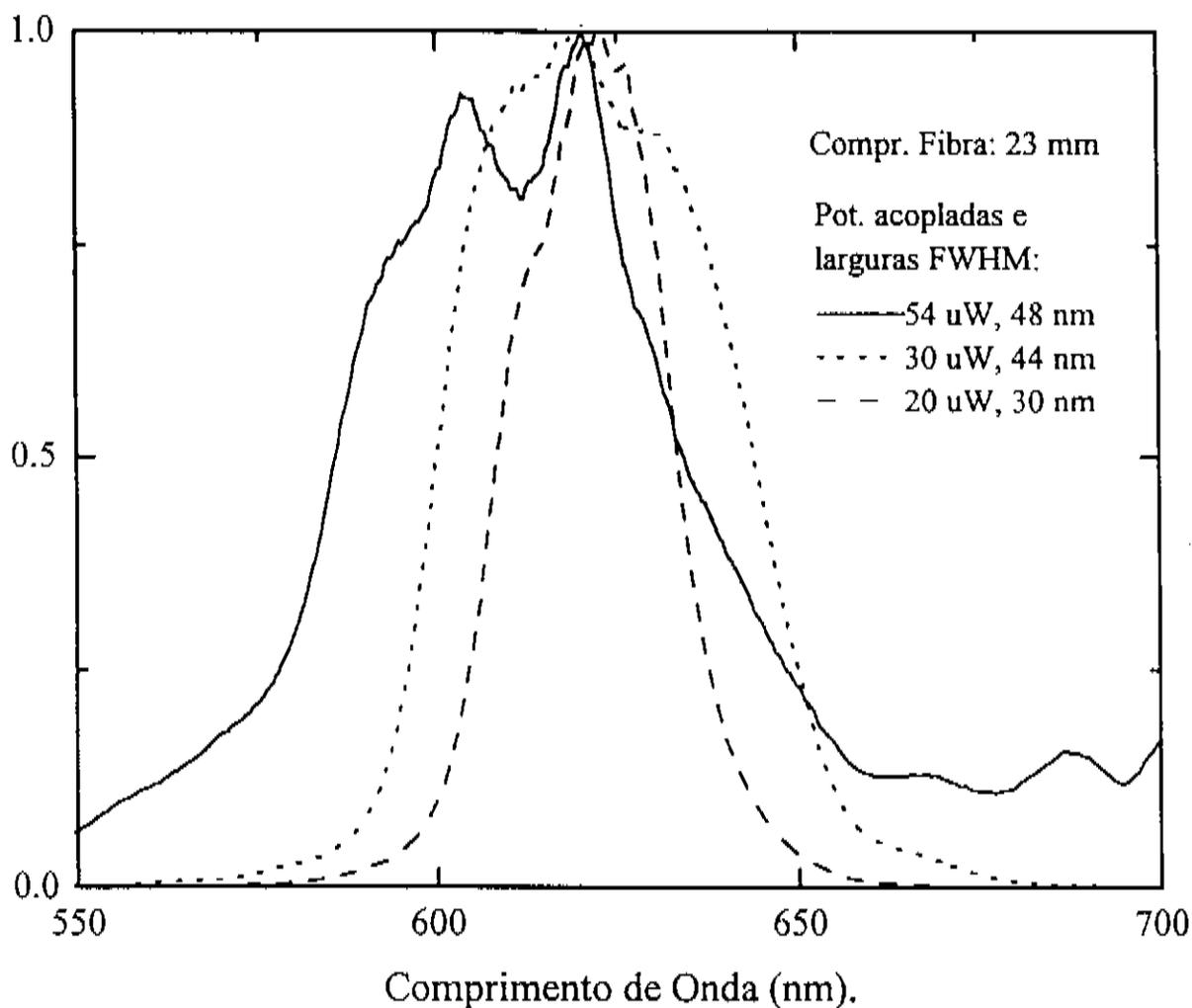


Figura 3.10: Perfis espectrais para diversas potências do pulso amplificado acoplado à fibra com 23 mm de comprimento.

tornar importante, desta forma, dificultar o trabalho de compressão com o sistema de grades, como será explicado no Capítulo a seguir. Como destacado anteriormente, é importante preservar o compromisso entre automodulação de fase e dispersão da velocidade de grupo na etapa de alargamento espectral, de maneira a se obter um espectro largo e uniforme, e um pulso comprimido livre de estruturas laterais.

Caracterizamos o alargamento espectral dos pulsos em função da potência de luz acoplada numa fibra com 13,5 mm de comprimento. Mostramos, na Figura 3.11, alguns perfis espectrais obtidos com diversas potências acopladas à fibra.

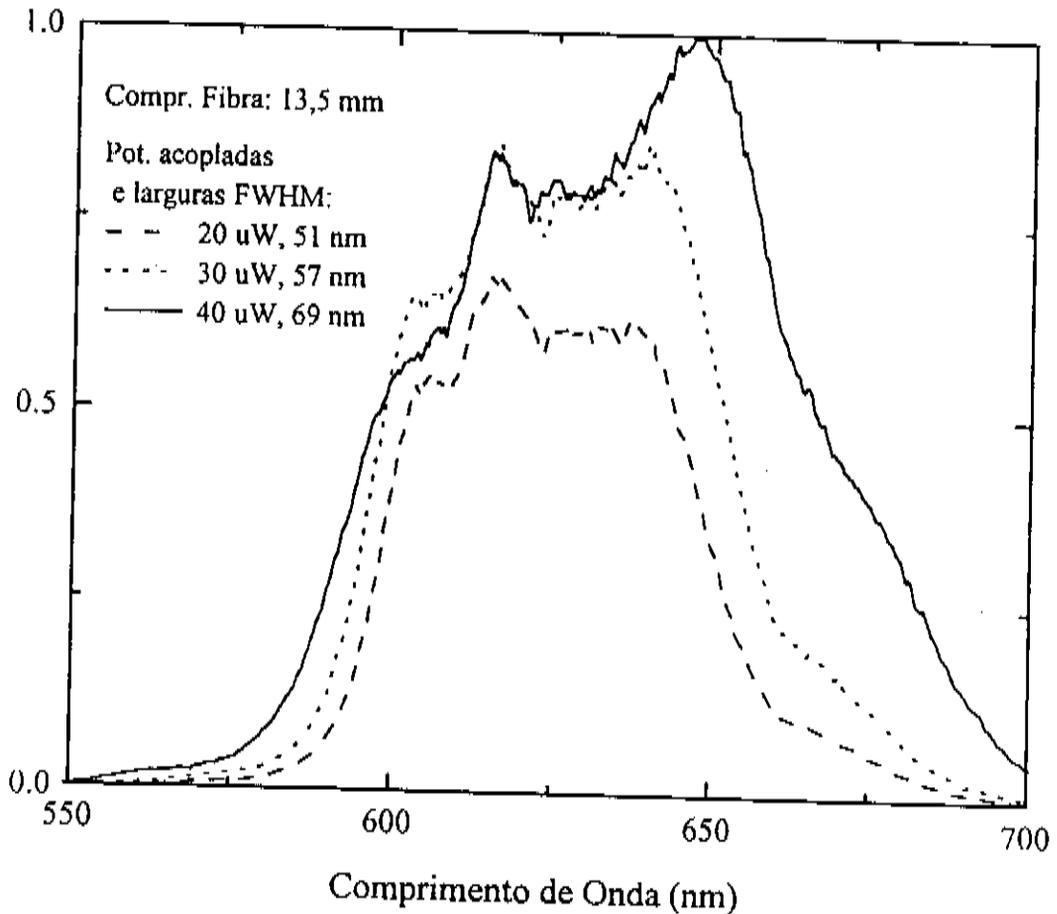


Figura 3.11: Perfis espectrais para diversas potências do pulso amplificado acoplado à fibra com 13,5 mm de comprimento.

Com esses dados podemos concluir que houve um substancial aumento no alarga-

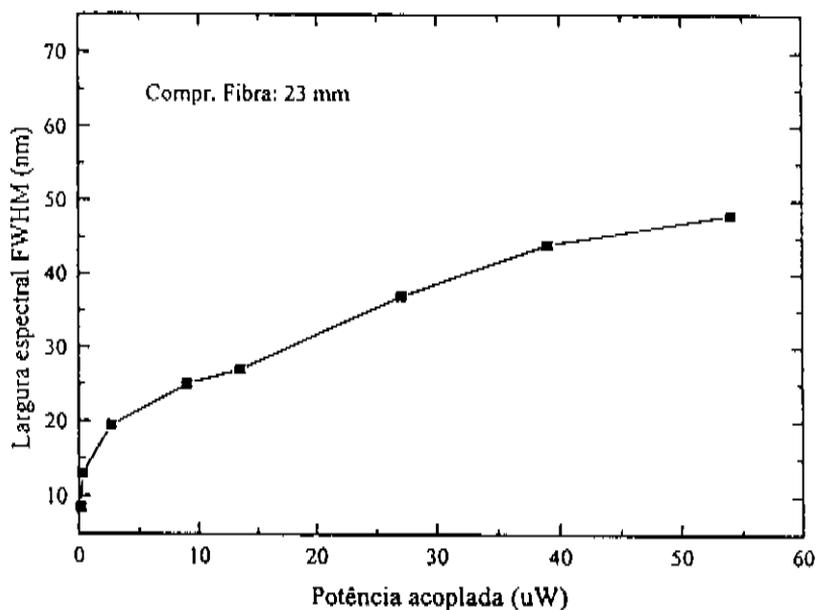


Figura 3.12: Largura espectral (FWHM) dos pulsos brancos em função da potência acoplada à fibra com 23 mm de comprimento.

mento espectral dos pulsos em relação ao que obtivemos com a fibra mais longa para um mesmo nível de potência acoplada. É importante notar, ainda, que esses perfis se mostram mais quadrados que os apresentados anteriormente, o que demonstra um melhor acoplamento da luz na fibra.

As Figuras 3.12 e 3.13 são gráficos que mostram a largura espectral à meia altura dos pulsos brancos em função da potência acoplada nas fibras com 23 mm e 13,5 mm de comprimento, respectivamente.

Destes gráficos, podemos notar que, embora não tenhamos atingido um patamar de saturação no alargamento espectral em nenhum dos casos, com a fibra mais curta os resultados caminham mais rapidamente para essa situação com o aumento da potência. Embora as equações que regem o fenômeno da automodulação de fase não apresentem um limite para a intensidade na qual o alargamento espectral sofre uma saturação, é de se esperar que isto ocorra, pois a intensidades muito altas outros fenômenos não lineares como o efeito Raman [13] começam a competir com a automodulação de fase no interior da fibra óptica. O melhor resultado obtido foi um

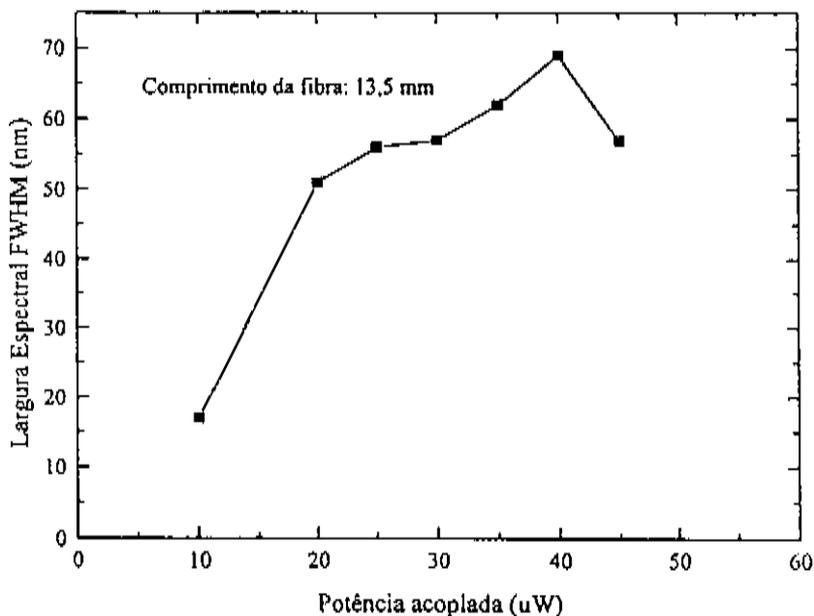


Figura 3.13: Largura espectral (FWHM) dos pulsos brancos em função da potência acoplada à fibra com 13,5 mm de comprimento.

pulso com um espectro que se estende desde 550 nm até cerca de 720 nm, com uma largura à meia altura de 69 nm. A fibra utilizada foi a com comprimento de 13,5 mm e a potência acoplada, de 40 μ W. Com esse resultado, seria possível obter pulsos com duração menor que 6 fs se fossem compensadas todas as distorções de fase do pulso. Além disso, um pulso com um espectro total tão largo é excelente para aplicação em espectroscopia. Mostramos na Figura 3.14 esse resultado, juntamente com o espectro do pulso sem sofrer alargamento, para possibilitar a comparação. Vemos que o espectro original do pulso foi alargado por um fator 8.

Pode-se notar nessa figura, que o espectro do pulso sofre um maior alargamento na direção de comprimentos de onda maiores que o comprimento de onda central do CPM, de 625 nm. Isso se deve a uma assimetria no perfil temporal do pulso amplificado. Atribuímos essa assimetria do pulso amplificado a uma saturação do ganho da Sulforhodamina 640. Com a saturação do ganho do meio ativo, a frente e o pico do pulso são mais amplificados que a cauda. Portanto, o termo $\frac{dI}{dt}$ assume um valor maior na frente que na cauda do pulso, distorcendo a forma da Figura 3.1. Como a parte da frente do pulso contribui para a “geração” de frequências menores que a central (portanto, comprimentos de onda maiores) é de se esperar esse comportamento

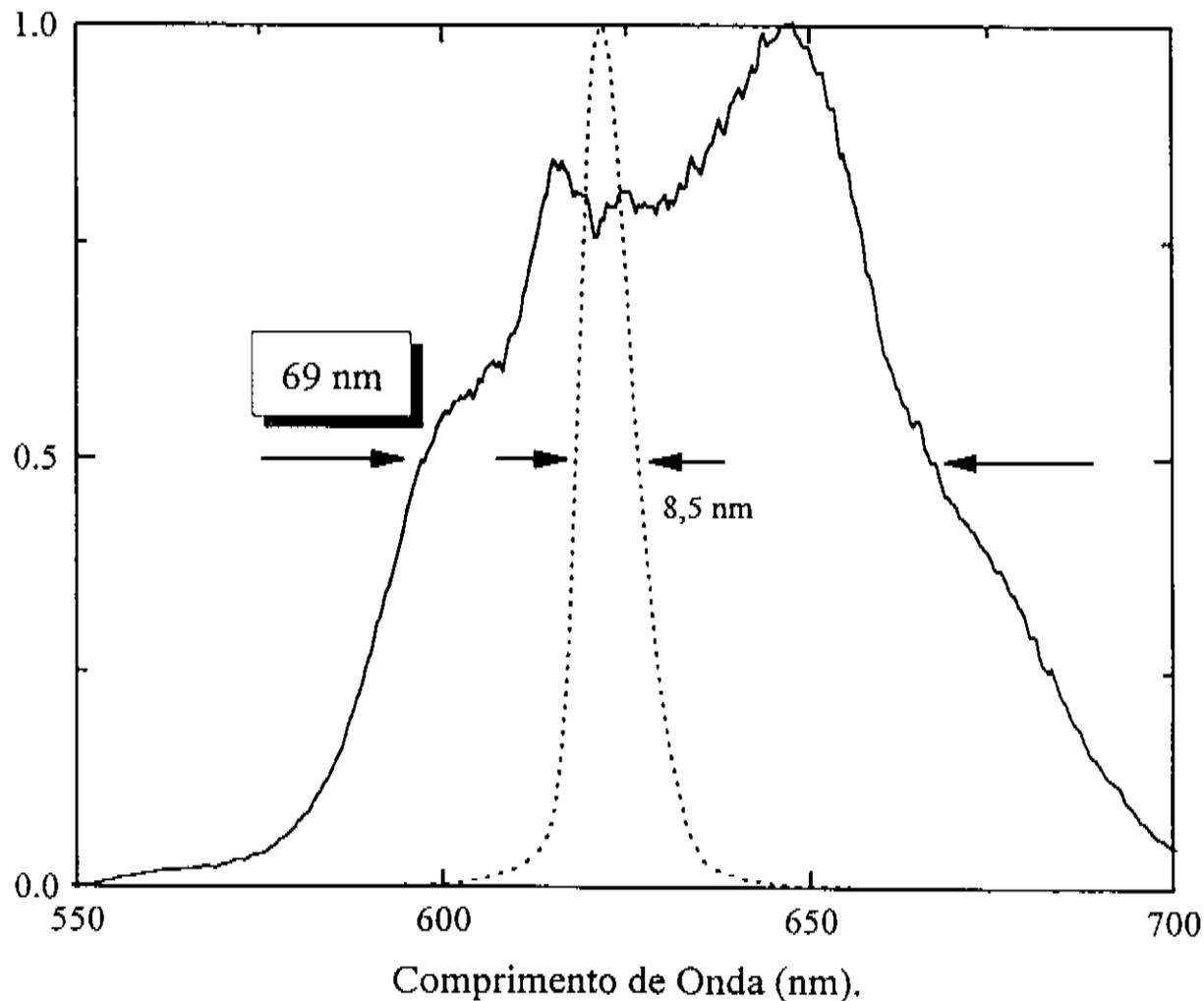


Figura 3.14: Espectro original do pulso amplificado (linha pontilhada) e espectro alargado por um fator 8 ao atravessar a fibra com 13,5 mm de comprimento.

no espectro do pulso branco.

Para finalizar a análise dos resultados obtidos para o alargamento espectral dos pulsos ultracurtos, faremos uma discussão a respeito do formato dos perfis obtidos. Uma observação importante a ser feita acerca do formato dos perfis espectrais obtidos quando variamos a potência de luz acoplada às fibras é quanto ao aparecimento de pequenas caudas nos perfis conforme é aumentada a intensidade na fibra. Em particular, podemos observar uma deformação na região de grandes comprimentos de onda do espectro obtido utilizando a fibra com 23 mm de comprimento e 54 μW de potência a ela acoplada. Esse efeito é uma consequência do fenômeno denominado por Tomlinson et al. [14] por “optical wave-breaking”, onde frequências baixas, geradas pela automodulação de fase no pulso, caminhando com velocidades menores, interferem com componentes de frequências maiores na frente do pulso, produzindo novas frequências pelo efeito de mistura de ondas, o mesmo ocorrendo com componentes de frequências mais altas na cauda do pulso. Quanto maiores a intensidade de luz e o comprimento da fibra óptica utilizada para o alargamento espectral, maior será o efeito do fenômeno de “optical wave-breaking”, o que pode ser visto claramente nos resultados apresentados nas figuras 3.10 e 3.11.

Bibliografia

- [1] D.J.Bradley, "*Methods of Generation*", in *Ultrashort Light Pulses*; L.S.Shapiro, Springer-Verlag, 1977, p.20.
- [2] Y.R.Shen, "*The Principles of Nonlinear Optics*", John Wiley & Sons, New York 1984, p.324.
- [3] D.Grischkowsky, A.C.Balant, "*Optical pulse compression based on enhanced frequency chirping*", *Appl. Phys. Lett.* 41, 1 (1982).
- [4] G.P.Agrawal, "*Nonlinear fiber optics*", Academic Press (1989), p.10.
- [5] L.F.Mollenauer, R.H.Stolen, J.P.Gordon, "*Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers*", *Phys. Rev. Lett.* 45, 1095 (1980).
- [6] W.J.Tomlinson, R.H.Stolen, C.V.Shank, "*Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers*" *J. Opt. Soc. Am.* B1, 139, (1984).
- [7] R.A.Fisher, P.L.Kelley, T.K.Gustafson, "*Subpicosecond pulse generation using the optical kerr effect*", *Appl. Phys. Lett.* 14, 140 (1969).
- [8] E.P.Ippen, C.V.Shank, "*Picosecond response of a high-repetition-rate CS₂ optical Kerr gate*", *Appl. Phys. Lett.* 26, 92 (1975).
- [9] R.R.Alfano, S.L.Shapiro, "*Observation of self-phase modulation and small-scale filament in crystals and glasses*", *Phys. Rev. Lett.* 24, 592 (1970).
- [10] R.H.Stolen, "*Nonlinear properties of optical fibers*", in *Optical Fiber Telecommunications*; S.E.Miller and A.G.Chynoweth Eds, Cap. 5 (1979).

- [11] W.H.Knox, M.C.Downer, R.L.Fork e C.V.Shank, "*Amplified femtosecond optical pulses and continuum generation at 5-kHz repetition rate*", Opt. Lett. 9, 552 (1984).
- [12] R.H.Stolen, C.Lin, "*Self-phase-modulation in silica optical fibers*", Phys. Rev. A 17, 1448 (1978).
- [13] G.P.Agrawal, "*Nonlinear fiber optics*", Academic Press (1989), Cap.8.
- [14] W.J.Tomlinson, R.H.Stolen, A.M.Johnson, "*Optical wave breaking of pulses in nonlinear optical fibers*", Opt. Lett. 10, 457, (1985).

Capítulo 4

Compressão temporal dos pulsos amplificados

4.1 Introdução

A automodulação de fase e a dispersão da velocidade de grupo que são produzidas devido à propagação do pulso ultracurto amplificado através da fibra óptica provocam distorções na fase original $\phi_0(\omega)$ da onda propagante. Essas distorções levam a um alargamento temporal dos pulsos com espectro contínuo. Quanto maior a potência acoplada à fibra, maior a largura espectral obtida através da automodulação de fase e maior a duração do pulso devido ao efeito da dispersão da velocidade de grupo das diversas componentes espectrais. Na Figura 4.1 mostramos os sinais de autocorrelação dos pulsos com espectro contínuo gerados com várias potências acopladas à fibra com 13,5 mm de comprimento. Para um pulso sem intensidade suficiente para produzir automodulação de fase, a duração permanece praticamente inalterada. Esse é o caso da curva pontilhada da figura, para a qual a duração do pulso de entrada na fibra era cerca de 100 fs. Para um pulso com largura de linha de cerca de 70 nm (40 μ W de potência acoplada) a duração é quase quatro vezes maior na saída.

Para obtermos a mínima duração para o pulso com espectro alargado, é necessário colocar todas as componentes espectrais novamente em fase. O sistema que permite realizar essa tarefa é o sistema compressor que descreveremos a seguir.

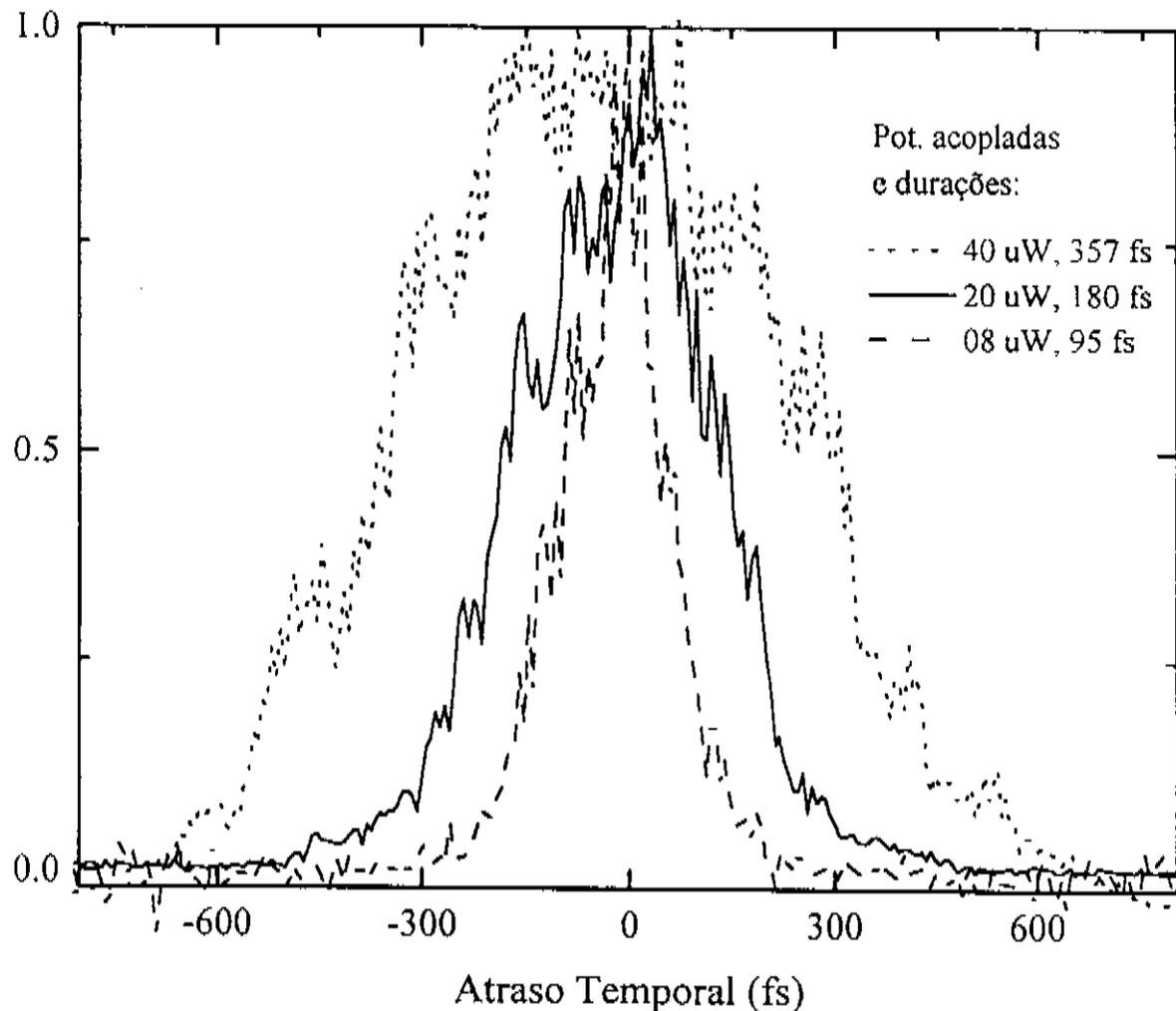


Figura 4.1: Sinais de autocorrelação dos pulsos com espectro contínuo ao sair da fibra com 13,5mm, para diversas potências a ela acopladas.

4.2 Sistema compressor

4.2.1 Compensação das distorções de fase

Expandindo o desvio de fase sofrido pelo pulso em série de Taylor ao redor da frequência central original do pulso (ω_0) podemos, através da análise da correspondente expansão do atraso de grupo ($\tau_p = \frac{d\phi(\omega)}{d\omega}$), estudar o que causa cada termo no perfil temporal do pulso. Desta forma, é possível determinar as correções que precisam ser introduzidas na fase pelo sistema compressor, de forma a se obter a menor duração possível para o pulso. Sendo assim, escrevemos:

$$\phi(\omega) = \phi(\omega_0) + \left(\frac{d\phi}{d\omega}\right)_{\omega_0}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\left(\frac{d^2\phi}{d\omega^2}\right)_{\omega_0}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\left(\frac{d^3\phi}{d\omega^3}\right)_{\omega_0}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (4.1)$$

A primeira parcela dessa expansão corresponde a um desvio de fase fixo, que em nada altera o formato do pulso propagante.

O atraso de grupo é então dado por:

$$\tau_p = \left(\frac{d\phi}{d\omega}\right)_{\omega_0} + \left(\frac{d^2\phi}{d\omega^2}\right)_{\omega_0}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\left(\frac{d^3\phi}{d\omega^3}\right)_{\omega_0}(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (4.2)$$

A primeira parcela corresponde a um atraso temporal na propagação do pulso, que também não provoca distorção no seu perfil temporal.

O coeficiente da parcela seguinte corresponde à dispersão do atraso de grupo. Como vimos no Capítulo anterior, esse termo da expansão denota a existência de uma varredura de frequência linear no pulso. Se a dispersão do atraso de grupo for positiva, as frequências maiores que ω_0 sofrerão um atraso maior que as frequências menores. No domínio do tempo, o resultado é um atraso das frequências maiores e um adiantamento das frequências menores em relação à frequência central ω_0 . Desta forma, as frequências menores se dirigem para a frente do pulso, e as maiores, para a cauda, enquanto que a simetria do pulso não é alterada. Esse é o tipo de distorção provocada pela automodulação de fase e aumentada pela presença da dispersão de velocidade de grupo em toda a extensão da fibra óptica, utilizada para o alargamento espectral dos pulsos amplificados. Sendo assim, o sistema compressor que precisamos construir deve possuir uma linha de atraso dispersivo que introduza uma fase $\phi_c(\omega)$ com uma dependência quadrática com a frequência, que compense essa distorção produzida no pulso ao atravessar a fibra óptica: $\phi_c(\omega) \propto -(\omega - \omega_0)^2$.

A terceira parcela é proporcional ao quadrado da diferença de frequências, o que significa que tanto frequências maiores quanto menores que ω_0 serão atrasadas (ou

adiantadas, dependendo do sinal do coeficiente $\frac{d^2\phi}{d\omega^2}$) em relação à frequência central. O resultado é o batimento das componentes de frequências diferentes, e a consequência no perfil temporal do pulso é o aparecimento de uma cauda oscilatória [1], que quebra a simetria do perfil e distribui a sua energia ao longo do tempo.

Uma linha de atraso dispersiva composta por um par de grades de difração na configuração de Littrow produz uma dispersão de atraso de grupo negativa, introduzindo no pulso que a atravessa uma fase com a seguinte forma [2]:

$$\phi_c(\omega) = \phi_0 - a_0(\omega - \omega_0)^2 \left[1 - \beta_0 \frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} \right] \quad (4.3)$$

podendo, portanto, ser utilizada para compensar a varredura de frequência linear produzida pela automodulação de fase [3]. A constante do compressor, a_0 , depende da frequência ω (fornece atrasos diferenciados para as várias frequências), do ângulo de incidência do feixe sobre a primeira grade, γ , do espaçamento entre as ranhuras das grades, d , e da distância entre elas, b , da seguinte forma [4,5,6]:

$$a_0 = \frac{4\pi^2 cb}{\omega_0^3 d^2 \left[1 - \left(\frac{2\pi c}{\omega_0 d} - \text{sen} \gamma \right)^2 \right]^{3/2}} \quad (4.4)$$

Para um dado par de grades, sob um certo ângulo de incidência do feixe laser, o ajuste da quantidade de dispersão do atraso de grupo, que faz a compensação da distorção de segunda ordem na fase do pulso branco, é realizado ajustando-se a separação b entre as grades. Se as grades têm 600 linhas por milímetro e o ângulo de incidência do feixe laser é de 45° , a dispersão do atraso de grupo toma o valor [7]:

$$a_0 = (1820 b) f s^2 \quad (4.5)$$

para o comprimento de onda de 620 nm, com b dado em centímetros.

A partir desse resultado, podemos calcular a separação entre as grades necessária para compensar a dispersão do atraso de grupo introduzida no pulso branco pela fibra óptica. É necessário, portanto, calcular a dispersão introduzida no pulso branco pelo sistema de alargamento espectral.

Estimativa das distorções de segunda ordem

É possível estimar a quantidade de dispersão introduzida pela fibra óptica devida à automodulação de fase e à dispersão da velocidade de grupo $(\phi''_{spm} = \frac{d^2\phi(\omega)}{d\omega^2})$ [8], através da estimativa da duração do pulso na saída da fibra (t_{out}) e da varredura de

frequência ($\Delta\omega$) [9]. Para um pulso com uma duração t_{in} entrando numa fibra óptica normal com comprimento z , a varredura de frequência e a duração do pulso na saída da fibra são dados por [9]:

$$\Delta\omega = 1,4E_0\left(\frac{k}{k_2}\right)^{1/2}\left[1 - 0,28\frac{t_{in}}{E_0(kk_2)^{1/2}z}\right] \quad (4.6)$$

$$t_{out} = 2,9(kk_2)^{1/2}E_0z \quad (4.7)$$

onde

$$k = \frac{1}{2}k_0\frac{n_2}{n_0} \quad (4.8)$$

$$n = n_0 + n_2E_0^2 \quad (4.9)$$

Tomando os valores $k_2 = 6,5 \times 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$ e $k = 6,5 \times 10^{-16} \text{ m}/V^2$ [10,9], e $d = 5\mu\text{m}$ para o diâmetro da fibra que utilizamos, calculamos:

$$E_0^2 = \frac{2}{cn\epsilon_0 A}P \quad (4.10)$$

$$E_0 = 5,06 \times 10^6 (P)^{1/2} \quad (4.11)$$

com P e A , a potência de pico do pulso acoplada e a área da secção reta da fibra. Para uma potência média de $40 \mu\text{W}$ acoplada à fibra de $13,5 \text{ mm}$ de comprimento, calculamos uma duração de 355 fs na saída da fibra, para um pulso com 100 fs de duração na entrada da mesma, resultado que concorda com o que foi apresentado na figura 4.1, onde o pulso de saída tinha 357 fs . Sob estas mesmas condições, o cálculo para a varredura de frequência resulta num valor de $\Delta\omega = 1,5 \times 10^{14} \text{ rad/s}$. Sendo assim, o valor da dispersão introduzida pela automodulação de fase pode ser calculada, a partir desse valores calculados e da expressão [8]

$$\phi''_{spm} = \frac{t_{out}}{2\Delta\omega\left[1 + \left(\frac{2\ln 2}{\Delta\omega t_{out}}\right)^2\right]} \quad (4.12)$$

O resultado é $\phi''_{spm} = 1183 \text{ fs}^2$, quantidade que deve ser compensada pelo sistema compressor. Estimamos também os valores de dispersão para pulsos acoplados à

com durações de 70 fs e 50 fs, obtendo, respectivamente, os valores de 1019 fs^2 e 984 fs^2 .

Com esses resultados, podemos calcular a separação entre as grades que fornece a quantidade de dispersão de necessária para compensar a distorção de segunda ordem provocadas pela fibra óptica. Para um pulso entrando na fibra com 100 fs de duração, a separação entre as grades deve ser de 0,66 cm. Se o pulso entra na fibra com uma duração de 70 fs, a separação entre as grades deve ser de 0,56 cm para compensar as distorções de fase, enquanto que para um pulso entrando com uma duração de 50 fs, a separação calculada é de 0,54 cm. Deve ser notado, entretanto, que esses cálculos para a separação das grades foram feitos para compensar apenas a dispersão do atraso de grupo devida à automodulação de fase e à dispersão da velocidade de grupo na fibra óptica. Um cálculo mais realístico deve considerar a dispersão da velocidade de grupo devida à passagem do pulso branco pela objetiva de saída do sistema de alargamento espectral (que fornece um aumento de 10 vezes).

4.2.2 Montagem experimental e resultados

Montamos um sistema compressor composto por um par de grades de difração (Milton Roy) com 600 linhas por milímetro. As grades possuem “blaze” para o comprimento de onda de 656,3 nm com alta eficiência de difração na região espectral em que trabalhamos: 75% em 650 nm, 72% em 550 nm e 70% em 750 nm. As grades foram montadas sobre suportes de espelho, com ajustes para deslocamento vertical e horizontal do feixe difratado. Ao assentar as grades sobre os suportes, foi tomado o cuidado para que as ranhuras de uma grade fossem paralelas às da outra, de maneira a obtermos uma boa compensação da dispersão do atraso de grupo e a evitar a dispersão espacial do feixe. Para garantir e facilitar o ajuste do paralelismo entre as ranhuras das duas grades, uma delas foi colocada sobre um posicionador para prisma (Klinger, modelo PO 46) com variação de ângulo em torno das direções X, Y e Z. Observamos a inclinação em relação à horizontal das diversas ordens de difração da primeira grade, e então ajustamos os ângulos no posicionador da segunda grade, de modo a que as suas ordens de difração fossem paralelas às da primeira grade. Os suportes das grades foram fixados sobre transladores horizontais de modo a permitir o ajuste fino da separação entre as grades e, conseqüentemente, da quantidade de dispersão de segunda ordem negativa introduzida no espectro do pulso branco. O paralelismo entre as direções dos feixes incidente na primeira grade e difratado pela segunda é ajustado afastando-se ligeiramente a primeira grade de modo que parte do feixe incidente seja difratado e parte siga seu caminho sem ser interrompido e seja

projetado sobre um anteparo distante. A porção do feixe que é difratada pela primeira grade, incide sobre a segunda e é novamente difratada, sendo também projetada sobre o anteparo distante. Desta forma, podemos verificar e ajustar o paralelismo dos feixes incidente e emergente do sistema compressor.

No sistema composto por um par de grades de difração na configuração de Littrow, o pulso é comprimido temporalmente, mas é disperso espacialmente. Essa dispersão espacial é indesejada nos sistemas de medida, que procuram focalizar o feixe sobre a amostra a ser estudada e analisar a luz transmitida por ela. Para eliminar essa dispersão espacial, utiliza-se um sistema com dupla passagem do feixe, seja adicionando outro par de grades após o primeiro (como esquematizado na Figura 4.2), seja enviando, com um espelho, o feixe que sai do primeiro par de volta sobre seu próprio caminho, o que funciona como se ele tivesse atravessado dois pares de grades.

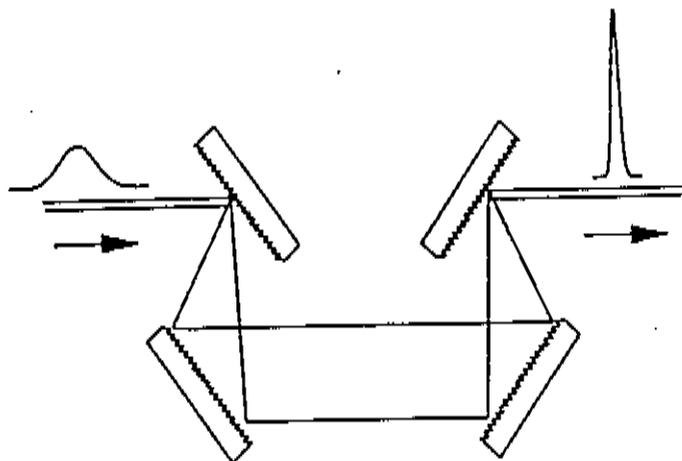


Figura 4.2: Esquema de sistema compressor composto por dois pares de grades de difração na configuração de Littrow.

Em nossa montagem, utilizamos um par de grades e dois espelhos. Os espelhos foram montados com um ângulo de 90° entre eixos, de maneira a que o feixe retorne ao sistema de grades, na segunda passagem, paralelamente à direção em que saiu após a primeira passagem, mas com uma altura diferente da do feixe de entrada. Com isso, podemos desviar o feixe de pulsos comprimidos, após a segunda passagem pelo par de grades, para a montagem da experiência de espectroscopia resolvida no tempo.

Utilizamos um sistema de autocorrelação para medir a duração dos pulsos que saem do sistema compressor. Na montagem desse sistema, o atraso temporal entre

os pulsos dos dois braços do interferômetro é feito por um motor de passos que anda $0,1 \mu\text{m}$ por passo. O cristal gerador de segundo harmônico empregado foi um KDP com cerca de 1 mm de espessura.

Variamos o espaçamento entre as grades movendo um dos transladores e medimos a duração do pulso de saída. Alguns resultados para diversos espaçamentos podem ser vistos na Figura 4.3.

O resultado obtido a princípio foi um pulso com 17 fs de duração, situação na qual a separação entre as grades era de 5,2 mm. O resultado é mostrado na Figura 4.4, onde a largura à meia altura deve ser multiplicada pelo fator 0,65 para se obter a duração do pulso em femtossegundos.

Esse pulso com 17 fs tem uma largura de linha de 60 nm. Com essa largura de linha seria possível a obtenção de um pulso com 6 fs de duração. Existem duas limitações no sistema que não permitem observar a compressão do pulso para 6 fs. A primeira vem do sistema para medida da duração do pulso, pois estamos utilizando um cristal gerador de harmônico com uma espessura suficientemente grande para que haja dispersão da velocidade de grupo das componentes espectrais do pulso branco durante a sua propagação através do cristal. O conseqüente alargamento temporal introduz um erro na medida com o sistema de autocorrelação. A segunda limitação vem do fato de que as grades compensam a distorção de segunda ordem na fase do pulso (provocada pela automodulação de fase e pela dispersão da velocidade de grupo na fibra óptica), mas introduzem uma distorção cúbica positiva na fase do pulso, como pode ser visto na equação 4.3. Na seção a seguir, discutimos cada um desses efeitos.

4.2.3 Limitações na compressão

Limitação do sistema de medida

Considerando um pulso com um envelope $E_0(t)$ que tenha um perfil gaussiano

$$E(t) = E_0 e^{-2\ln 2 \left(\frac{t}{T_p}\right)^2} e^{i\omega_0 t} \quad (4.13)$$

onde T_p é a duração do pulso, o efeito da dispersão da velocidade de grupo quando o pulso atravessa um meio dispersivo com uma espessura z e uma dispersão de atraso de grupo $\frac{d^2\phi}{d\omega^2}$ se traduz numa distorção do mesmo para uma forma:

$$E(t) = E_0 \left(\frac{T_p}{T_s}\right)^2 e^{-2\ln 2 \left(\frac{t}{T_s}\right)^2} e^{i[\omega_0 t + \phi(t)]} \quad (4.14)$$

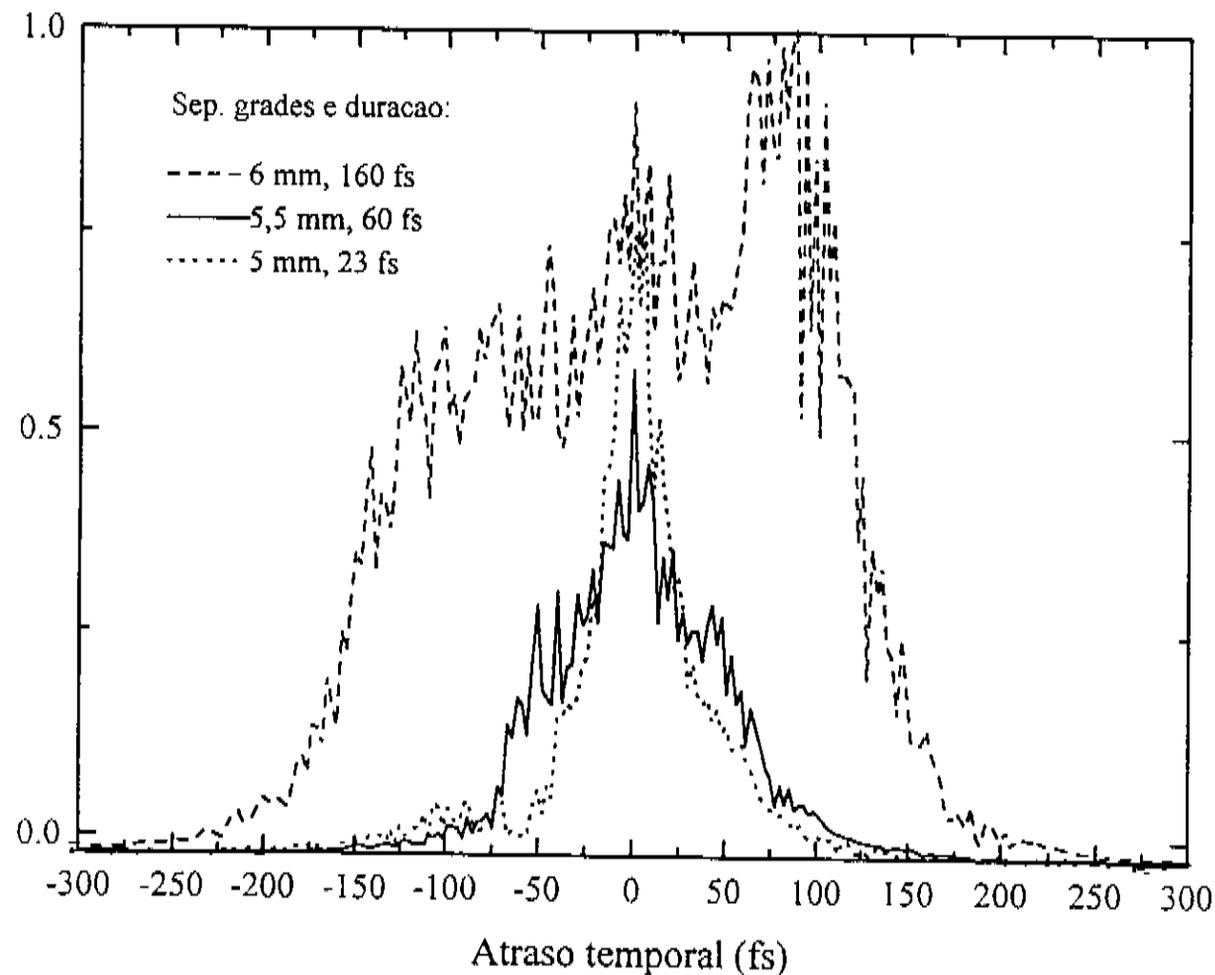


Figura 4.3: Sinais de autocorrelação dos pulsos ao sair do sistema compressor composto pelo par de grades de difração para vários espaçamentos entre as grades.

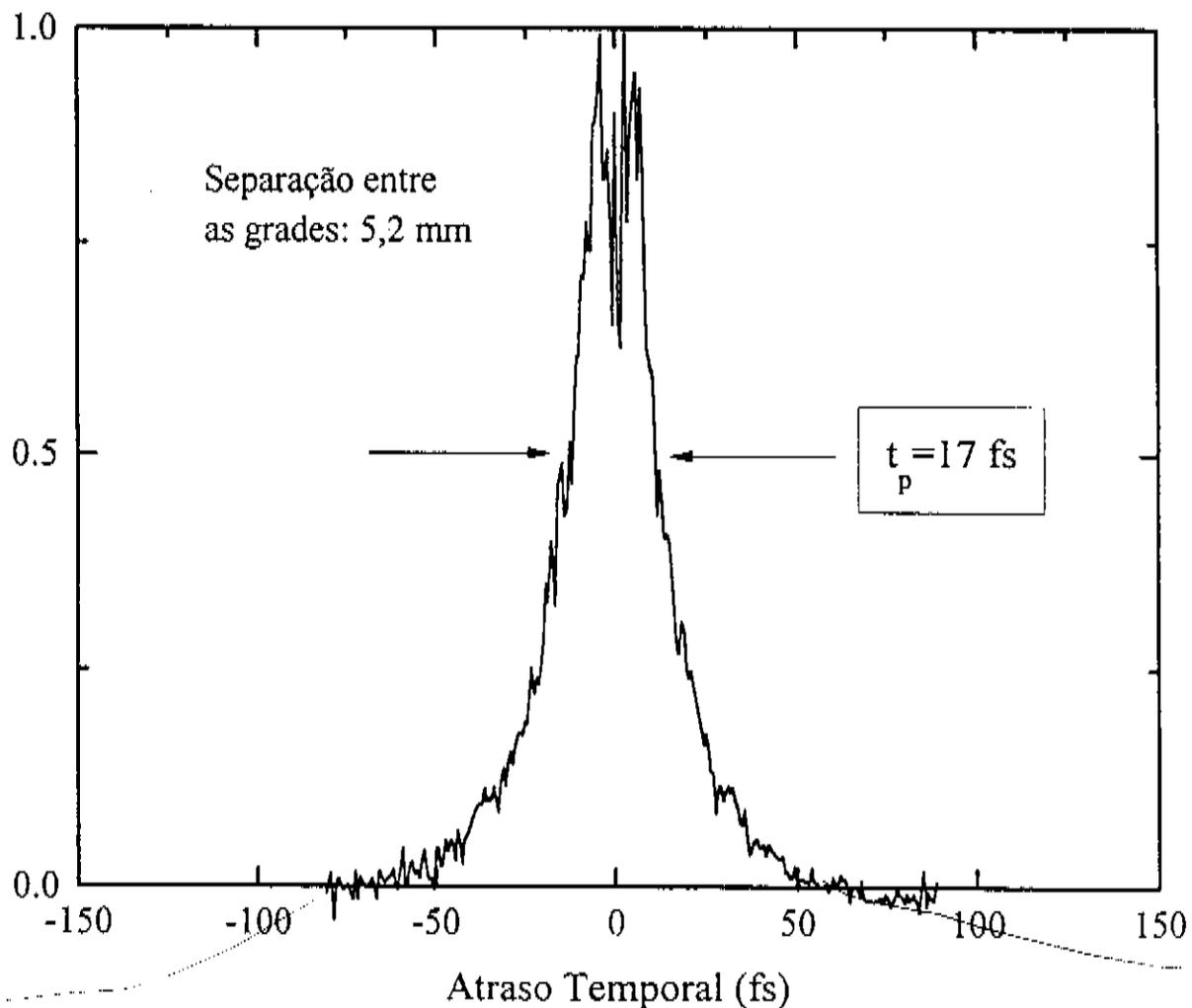


Figura 4.4: Sinal de autocorrelação do pulso comprimido pelo sistema de grades de difração. A separação entre as grades é de 5,2 mm.

onde T_s é a duração do pulso na saída do meio, dada por

$$T_s = T_p \left[1 + \left(4 \ln 2 \frac{\frac{d^2 \phi}{d\omega^2}}{T_p^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.15)$$

Tomamos o valor de $\frac{d^2 \phi}{d\omega^2} = 31 \text{ fs}^2$ para o cálculo do efeito de 0,5 mm de KDP [11] (estamos considerando que a geração de segundo harmônico devida à convolução dos dois pulsos ocorre na metade do cristal e, portanto, os pulsos sofrem dispersão da velocidade de grupo devido a 0,5 mm de cristal) no alargamento temporal de pulsos com 50 fs a 3 fs, cujo resultado é mostrado na Figura 4.5.

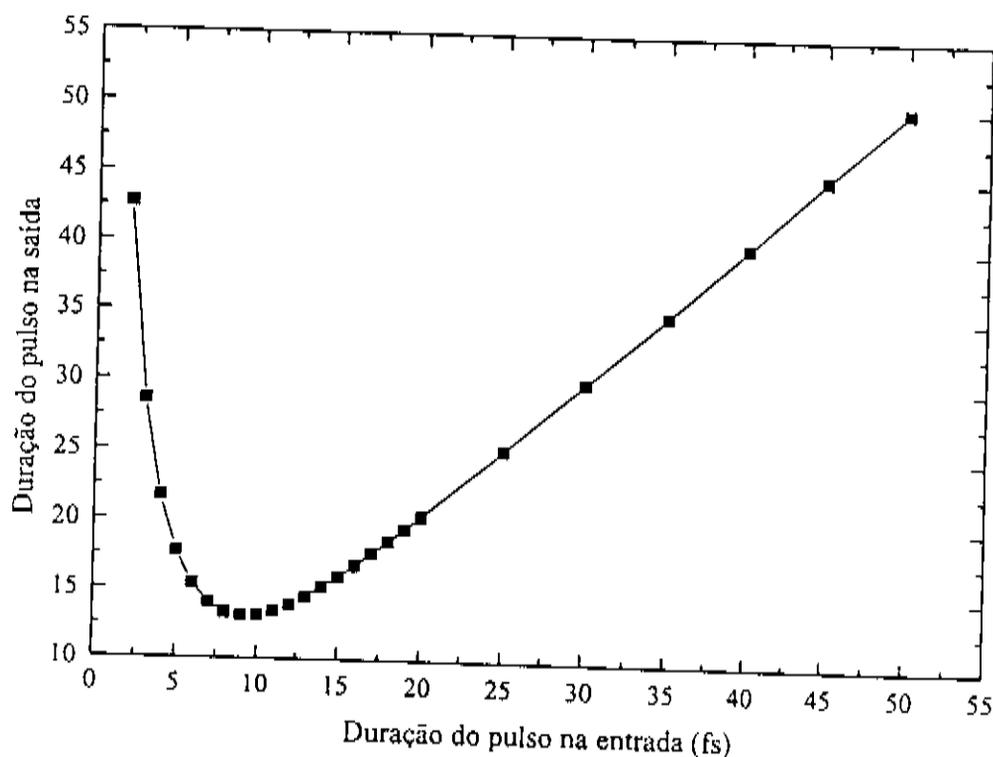


Figura 4.5: Efeito da dispersão no alargamento temporal de pulsos ultracurtos atravessando um cristal de KDP com 1 mm de espessura.

Vemos desta figura que a menor duração passível de ser medida com o sistema utilizado é de 13 fs (para um pulso com duração de 9 fs na entrada do cristal), e que uma duração de 17 fs determinada por esse sistema de medida corresponde a uma duração real de 16 fs (ou 6 fs) para o pulso. Isso corresponde a um erro de 6% na medida.

Com o intuito de melhorar a resolução do sistema empregado para a medida da duração do pulso, procuramos fazer com que a coincidência espacial dos feixes dos braços do interferômetro se desse na primeira face do cristal gerador de segundo harmônico. Para tanto, afastamos a lente de focalização dos feixes no cristal, colocando o ponto focal aproximadamente na superfície do cristal. Desta forma, o sinal de segundo harmônico seria gerado logo na superfície e o pulso não sofreria dispersão devido à propagação dentro do cristal. Feito isso, reajustamos a separação entre as grades e realizamos uma medida de autocorrelação do pulso comprimido. Obtivemos um pulso com duração de 12 fs, que é mostrado na Figura 4.6. A separação entre as grades é de 5,1 mm.

Esse pulso comprimido ainda está longe de ser limitado por transformada ($\Delta\lambda = 60\text{nm}$, e $\Delta\lambda\Delta t = 720(\text{nm})(\text{fs})$). Isso se deve à não compensação do termo de terceira ordem na fase do pulso branco.

Distorção de fase cúbica

Para pulsos cuja largura espectral não é muito grande, o sistema composto pelo par de grades de difração na configuração de Littrow é bastante eficiente na compensação das distorções introduzidas no pulso pelo sistema de alargamento espectral. Porém, para pulsos cuja largura de linha é grande, o termo de terceira ordem exerce forte influência no perfil temporal do pulso resultante. No sistema composto pelo par de grades, o coeficiente do termo de terceira ordem ($\sigma = a_0\beta_0$) é positivo, e tem a seguinte dependência com os parâmetros d e b , e com ω_0 [6]:

$$\sigma = \frac{a_0}{2} \left[\frac{1 + \left(\frac{2\pi c}{\omega_0 d}\right) \text{sen}\gamma - \text{sen}^2\gamma}{1 - \left(\frac{2\pi c}{\omega_0 d} - \text{sen}\gamma\right)^2} \right] \quad (4.16)$$

Calculando o valor do coeficiente do termo de distorção de fase cúbica ($\frac{d^3\phi}{d\omega^3} = 6\frac{\sigma}{\omega_0}$) para um par de grades com 600 linhas por milímetros e ângulo de incidência de 45° do feixe laser de comprimento de onda central 620 nm, obtemos [7]:

$$\frac{d^3\phi}{d\omega^3} = (1560 b) \text{ fs}^3 \quad (4.17)$$

onde b , a separação entre as grades, é dada em centímetros.

Como os efeitos da propagação de pulsos ultracurtos através de meios dispersivos tais como lentes, espelhos, fibra óptica e até mesmo o ar se traduzem numa distorção de fase que também possui uma componente positiva para o termo cúbico, a distorção

de fase cúbica introduzida pelo sistema de grades limita a sua utilização para o cancelamento dos efeitos dispersivos em pulsos ultracurtos [2]. Ademais, para pulsos com largura de linha grande e varredura de frequência linear, o compressor baseado no par de grades de difração produz pulsos satélites no perfil temporal do pulso comprimido [6]. Esses fatos se refletem no resultado obtido para a figura de autocorrelação do pulso comprimido, onde o perfil apresenta ombros salientes nas laterais do pico principal.

Se limitarmos a largura de banda do pulso branco, podemos diminuir a importância do termo de terceira ordem da expressão (4.3), e eliminar os picos laterais observados no sinal de autocorrelação do pulso comprimido. Colocando um filtro neutro com 50% de transmitância no caminho do feixe amplificado antes de acoplá-lo à fibra óptica, diminuimos a intensidade acoplada e reduzimos a largura de banda do pulso branco, obtendo, para o pulso comprimido, um sinal de autocorrelação livre de pulsos satélites, e com a mesma largura temporal de 12 fs. Esse resultado pode ser visto na Figura 4.7. Este pulso está mais próximo do limite de transformada de Fourier ($\Delta\lambda\Delta t = 400(nm)(fs)$), pois com a potência acoplada à fibra reduzida à metade, o alargamento espectral é reduzido para cerca de 50 nm (vide resultado do Capítulo anterior), donde: $\Delta\lambda\Delta t \cong 600(nm)(fs)$. Porém, não atingimos ainda o limite máximo para o fator de compressão, o que indica que a distorção de fase cúbica introduzida pelas grades e meios materiais ainda exerce influência, e deverá ser compensada se desejarmos obter uma compressão máxima do pulso branco obtido.

A distorção de fase cúbica introduzida no pulso pelo par de grades de difração e meios materiais pode ser compensada enviando-se os pulsos que saem do conjunto de grades para um sistema de prismas semelhante ao descrito no Capítulo 2. O conjunto de prismas introduz uma componente negativa no termo de terceira ordem da expansão do desvio de fase, cujo valor pode ser ajustado alterando o espaçamento entre os prismas l_p [7]:

$$\frac{d^3\phi_p}{d\omega^3} = (277 - 49l_p) fs^3 \quad (4.18)$$

onde os valores acima foram calculados para um par de prismas de Quartzo e comprimento de onda de 620 nm. l_p é dado em centímetros.

Os pulsos mais curtos obtidos com o emprego de grades de difração no sistema compressor possuem duração de 8 fs [12]. Com a utilização de um sistema composto por prismas e grades, Knox et. al. compensaram as distorções de fase quadrática e cúbica do pulso com espectro contínuo, e obtiveram pulsos com duração de 6 fs, os mais curtos reportados até o momento [7].

Com relação aos perfis dos sinais de autocorrelação obtidos, podemos destacar a presença de um pequeno “background”. Esse resultado se deve não somente ao fato de estarmos trabalhando com um sistema compressor não ideal [2], mas também ao efeito de “optical wave-breaking” que ocorre nos pulsos ao alargarmos seu espectro: as frequências geradas devido à interferência das componentes espectrais não possuem a relação temporal com o restante do pulso necessária para contribuir com o trabalho de compressão [2,5].

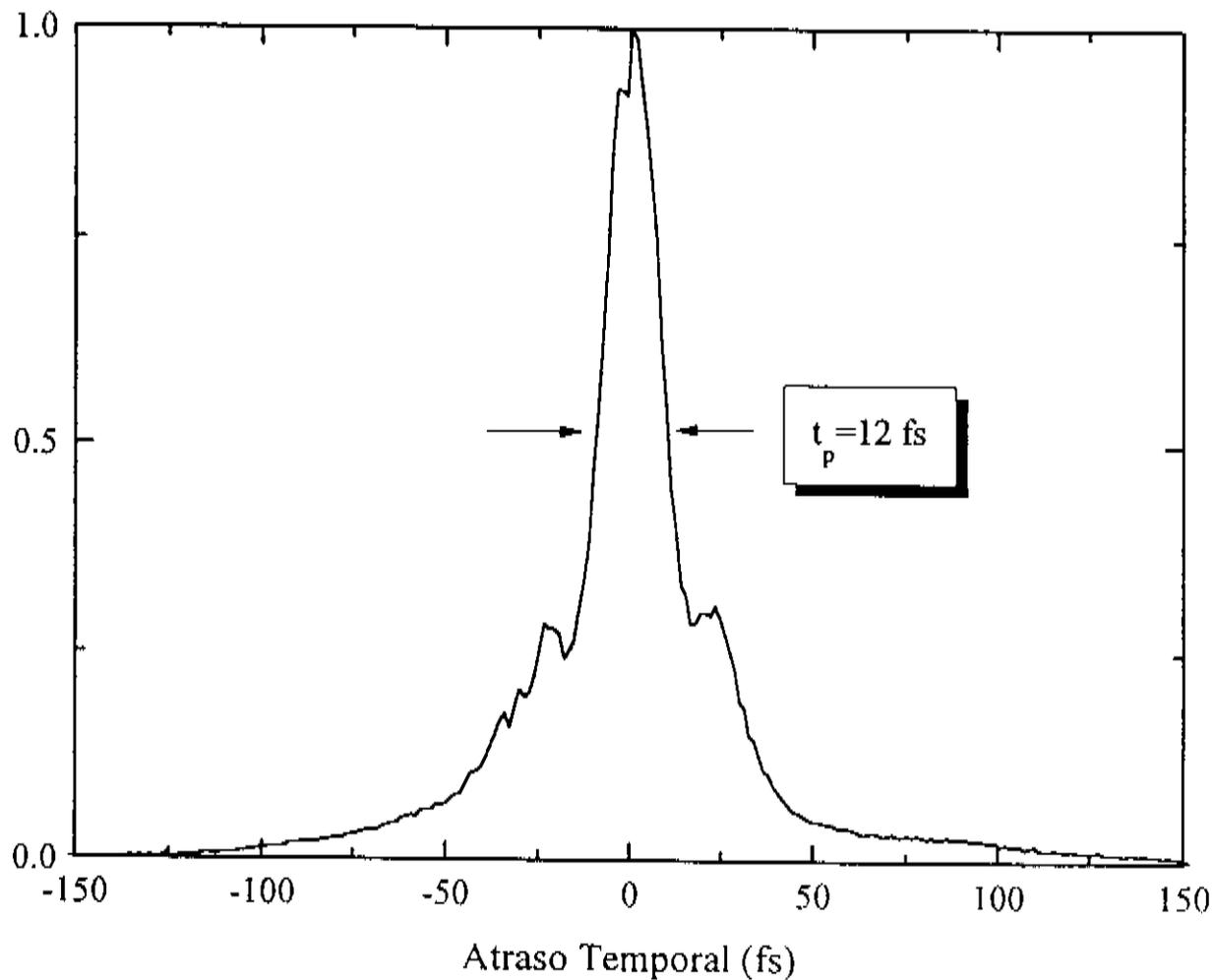


Figura 4.6: Sinal de autocorrelação do pulso branco comprimido após ajuste do sistema de medida. A separação entre as grades é de 5,1 mm.

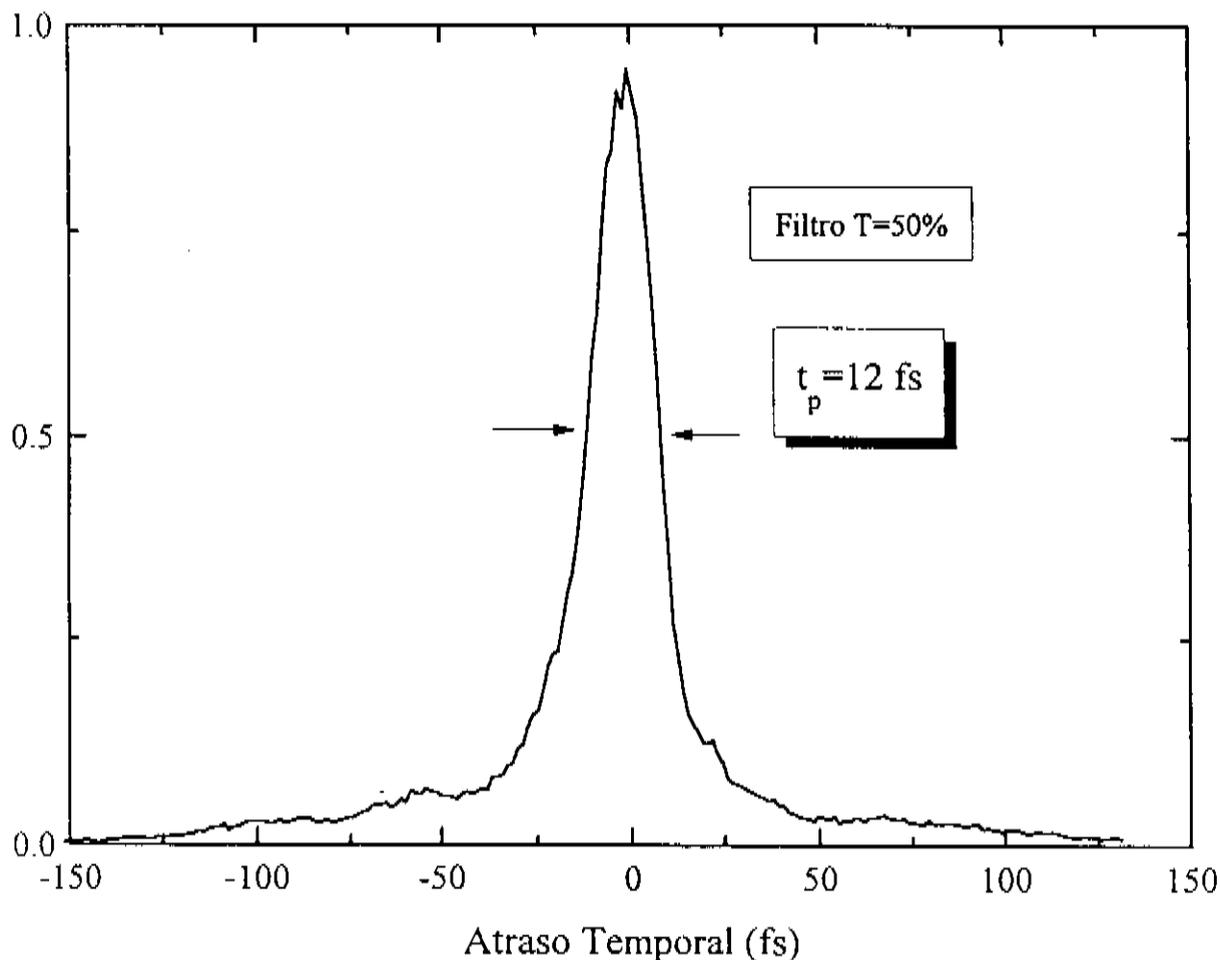


Figura 4.7: Sinal de autocorrelação do pulso branco comprimido após limitação da largura de banda gerada na fibra óptica, reduzindo em 50% a potência a ela acoplada. A separação entre as grades é de 5,1 mm.

Bibliografia

- [1] G.P.Agrawal. *"Nonlinear fiber optics"*, Academic Press (1989), Cap.3.
- [2] W.J.Tomlinson, W.H.Knox, *"Limits of fiber-grating optical pulse compression"*, J. Opt. Soc. Am. B4, 1404 (1987).
- [3] W.J.Tomlinson, R.H.Stolen, C.V.Shank, *"Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers"* J. Opt. Soc. Am. B1, 139 (1984).
- [4] E.B.Treacy, *"Optical pulse compression with diffraction gratings"*, IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 454 (1969).
- [5] W.J.Tomlinson, R.H.Stolen, A.M.Johnson, *"Optical wave breaking of pulses in nonlinear optical fibers"*, Opt. Lett. 10, 457, (1985).
- [6] I.P.Christov, I.V.Toimov, *"Large bandwidth pulse compression with diffraction gratings"*, Opt. Commun.58, 338 (1986).
- [7] 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. 12, 483 (1987).
- [8] W.Dietel, E.Döpel, D.Kühlke, 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 (1982).
- [9] R.Meinel, *"Generation of chirped pulses in optical fibers suitable for an effective pulse compression"*, Opt. Commun. 47, 343 (1983).
- [10] D.Grischkowsky, A.C.Balant, *"Optical pulse compression based on enhanced frequency chirping"*, Appl. Phys. Lett. 41. 1, (1982).

- [11] A.M.Weiner, "*Effect of group velocity mismatch on the measurement of ultrashort optical pulses via second harmonic generation*", IEEE J.Quantum Electron. QE-19, 1276 (1983).
- [12] W.H. Knox, R.L. Fork, M.C. Downer, R.H. Stolen, J.A. Valdmanis, C.V.Shank, "*Optical pulse compression to 8 fs at a 5-kHz repetition rate*", Appl. Phys. Lett. 46, 1120 (1985).

Capítulo 5

Conclusão

5.1 Conclusões do trabalho

Foi descrito o trabalho de construção de um sistema para a amplificação e compressão de pulsos laser de femtossegundos.

Esse trabalho envolveu três etapas. A primeira foi a amplificação da energia dos pulsos produzidos pelo laser “Colliding Pulse Mode-Locked”, de 100 pJ para 2 μ J. O sistema amplificador é baseado numa cela do corante Sulforhodamina 640 em solução aquosa, que é bombeada opticamente por um laser de vapor de Cobre. O sistema foi construído de forma a que os pulsos do laser CPM atravessassem a cela amplificadora por seis vezes consecutivas durante o tempo em que ela está sendo bombeada. Um jato fino do corante Malaquita Verde é posicionado no caminho do feixe entre a quarta e a quinta passagens do pulso pela cela, funcionando como um absorvedor saturável para reduzir a radiação da emissão espontânea amplificada (ASE). Desta maneira, o ganho total do amplificador chega a 20000. A montagem óptica do sistema amplificador inclui, além dos espelhos que enviam o feixe laser através da cela amplificadora, lentes convergentes para colimação e focalização do feixe na cela, de modo a promover uma saturação do ganho do meio bombeado a cada passagem. Mostramos ser interessante trabalhar num regime próximo ao de saturação do ganho do meio ativo, pois além da eficiência do sistema ser mais alta, flutuações da potência de entrada dos pulsos não são amplificadas, pois ocorre uma saturação do ganho total do amplificador. Mostramos, ainda, que existe uma faixa de potências de bombeamento onde o ganho do amplificador é linear. Dependendo da concentração da solução corante, existirá uma potência de limiar para que o sistema forneça ganho, e uma potência de saturação, acima da qual o sistema começa a

produzir ASE em demasia. Por fim, é necessário realizar uma sincronização entre a chegada dos pulsos do laser de bombeio e dos pulsos do laser CPM na cela de corante, de modo que os pulsos a serem amplificados encontrem sempre a mesma inversão de população no meio. Desta maneira, são eliminadas flutuações em potência e taxa de repetição do trem de pulsos amplificados.

O sistema amplificador, apesar de apresentar uma certa complexidade, tanto no que se refere ao alinhamento óptico do sistema quanto à sincronização eletrônica necessária ao bom funcionamento do mesmo, ele se apresenta bastante eficiente no fornecimento de pulsos com energia da ordem do microjoule e apenas 3% de ASE na saída, taxa de repetição estável e boa qualidade óptica do feixe amplificado.

A segunda parte do trabalho foi a produção de um alargamento espectral dos pulsos amplificados. Utilizamos uma fibra óptica monomodo para gerar a automodulação de fase nos pulsos amplificados. Caracterizamos o sistema em função do comprimento de fibra utilizado e da potência acoplada. Acoplando uma energia de 8 nJ a uma fibra óptica com núcleo de 5 μm de diâmetro (o que significa uma intensidade de 400 GW/cm^2) e 13,5 mm de comprimento, obtivemos um pulso com espectro contínuo estendendo-se desde 550 nm até 720 nm, e com uma largura de linha de 70 nm. Essa largura de linha é suficiente para a obtenção de um pulso com 6 fs de duração e a realização de experiências espectroscópicas resolvidas no tempo.

A última etapa do trabalho foi a de compensação das distorções de fase de segunda ordem introduzidas no pulso pelo sistema de alargamento espectral. Construímos uma linha de atraso dispersivo composta por um par de grades de difração na configuração de Littrow em dupla passagem do feixe. Com um sistema de autocorrelação medimos a duração dos pulsos comprimidos, que atingiram a marca dos 12 fs.

5.2 Perspectivas

Os pulsos amplificados obtidos com o sistema construído apresentam duração de 50 fs e energia de 1 μJ . Os pulsos comprimidos temporalmente apresentam duração de 12 fs e largura espectral de 50 nm (reduzida para minimizar efeitos de terceira ordem na distorção fase introduzida pelas grades). Com esses resultados nos foi possível construir um sistema para realizar medidas espectroscópicas resolvidas no tempo.

A técnica de espectroscopia resolvida no tempo consiste na monitoração da forma do espectro de transmitância de uma amostra ao longo do tempo.

Em nosso sistema, temos um pulso laser ultracurto e intenso (o pulso amplificado) que excita a amostra a ser estudada. Um outro pulso, também ultracurto, mas com

um espectro largo e contínuo (o pulso branco), incide sobre a amostra excitada, e o espectro por ela transmitido é detectado por um analisador óptico multicanais. Um atraso temporal variável entre a chegada do pulso de bombeio (pulso amplificado) e o de prova (pulso branco) é introduzido durante a realização da medida. Para cada atraso temporal entre os pulsos de bombeio e prova, é traçado o espectro de transmitância da amostra em estudo e, desta forma, é composta e analisada a sua evolução.

A dinâmica evolutiva dos espectros de transmitância de uma amostra se traduz num retrato dos fenômenos que ocorrem no material, numa dada escala de tempos. Quando utilizamos pulsos da ordem de dez femtossegundos numa experiência de espectroscopia resolvida no tempo, podemos desvendar processos ultra-rápidos nesta escala de tempo, que podem ocorrer em diversos materiais.