

Miguel Nicolau da Costa Ribeiro de Miranda

# Amplificação óptica de impulsos laser ultra-curtos



Biblioteca  
Faculdade de Ciências  
Universidade do Porto

FC



0000109085

Departamento de Física Faculdade de Ciências  
da Universidade do Porto  
Dezembro / 2006

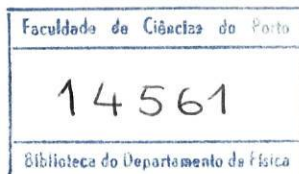
QC 689.5.L37 M1Rm A 2006

Miguel Nicolau da Costa Ribeiro de Miranda

# Amplificação óptica de impulsos laser ultra-curtos



*Tese submetida à Faculdade de Ciências da Universidade do  
Porto para obtenção do grau de Mestre em Optoelectrónica e Lasers*



Departamento de Física Faculdade de Ciências  
da Universidade do Porto  
Dezembro / 2006

## Resumo

Nas duas últimas décadas, a técnica CPA (*chirped pulse amplification*) tornou-se rotina como meio de atingir intensidades ópticas na ordem de *TeraWatt*, de modo acessível a pequenos laboratórios. A evolução de lasers de impulsos ultra-curtos de espectro largo, juntamente com a tecnologia CPA, tornou acessível o estudo de novos regimes de interação não-linear luz-matéria.

Apesar dos inúmeros avanços tecnológicos, a amplificação de impulsos ultra-curtos mantém-se um desafio.

Neste trabalho é descrita a montagem de um amplificador óptico de impulsos ultra-curtos, desenvolvido nos laboratórios do Centro de Lasers e Óptica Quântica, no Departamento de Física da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto. Foram desenvolvidas ferramentas numéricas com vista a otimizar o funcionamento do sistema.

O resultado é um sistema capaz de gerar impulsos de duração de  $50\text{fs}$  com energias típicas de  $2\text{mJ}$  por impulso, a uma taxa de repetição de  $10\text{Hz}$ .

## Agradecimentos

A realização deste trabalho tornou-se possível com a ajuda, directa ou indirecta, de várias pessoas. Peço desde já desculpas se me esqueço de alguém...

Em primeiro lugar, gostaria de agradecer ao Helder Crespo, por todo o apoio, paciência, e por tudo o que me ensinou (e tudo o que me tentou ensinar e eu não aprendi). Ao meu orientador, Prof. Luís Miguel Bernardo, também pelo apoio e pela confiança que depositou em mim.

Agradeço aos elementos do CLOQ, que me apoiaram e que tornaram o tempo passado fechado num laboratório mais agradável. Em particular, a ajuda da Alexandra, do Fábio, do José António e do Pedro Bernardino. Agradeço ainda ao Marco ao João Silva e ao Francisco Marinho pela ajuda com o trabalho numérico.

Às várias pessoas, colegas e professores, do Departamento de Física, que sempre se mostraram disponíveis para ajudar. Um agradecimento especial para a Carla Rosa, Paulo Marques, Manuel Joaquim Marques e João Penedones.

Por fim, agradeço a todos aqueles que, de um modo ou outro, tornaram este último ano num óptimo ano. Felizmente, são demasiados para enumerar aqui.

# Conteúdo

Índice de Tabelas	7
Índice de Figuras	11
<b>1 Introdução</b>	<b>13</b>
1.1 Características dos impulsos ultra-curtos . . . . .	14
1.2 Dispersão . . . . .	15
1.3 Produção de impulsos ultra-curtos . . . . .	18
1.4 Medidas temporais de impulsos ultra-curtos . . . . .	20
1.5 Propagação de feixes gaussianos . . . . .	21
1.5.1 Matrizes $ABCD$ . . . . .	22
1.6 Amplificação óptica . . . . .	22
<b>2 Amplificação óptica</b>	<b>25</b>
2.1 Meio activo . . . . .	25
2.2 Medição do ganho . . . . .	25
2.3 <i>Gain narrowing</i> e <i>gain shifting</i> . . . . .	26
2.4 Simulação numérica . . . . .	27
2.5 Impulso altamente modulado em frequência . . . . .	27
2.6 Astigmatismo . . . . .	29
2.6.1 Espelhos esféricos fora de eixo . . . . .	30
2.6.2 Cristal em ângulo de Brewster . . . . .	31
2.6.3 Optimização do astigmatismo do amplificador . . . . .	32

2.7	Auto modulação de fase (SPM) . . . . .	32
2.7.1	SPM em sistemas CPA . . . . .	33
2.7.2	Simulação . . . . .	35
2.8	ASE . . . . .	36
2.9	Montagem Experimental . . . . .	37
2.9.1	Alinhamento do amplificador . . . . .	40
2.9.2	Redução da ASE . . . . .	43
2.10	Desempenho . . . . .	44
<b>3</b>	<b>Compressão temporal</b>	<b>45</b>
3.1	Dispersão do amplificador . . . . .	46
3.2	Par duplo de prismas (Proctor-Wise) . . . . .	47
3.3	Simulação . . . . .	50
3.4	Espelhos com modulação de índice de refração . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Conclusões e trabalho futuro</b>	<b>55</b>
<b>A</b>	<b>Medição da dispersão de elementos ópticos</b>	<b>57</b>
	<b>Referências</b>	<b>59</b>

# Lista de Tabelas

1.1	Exemplos de matrizes de elementos ópticos relevantes. . . . .	23
2.1	Lista de componentes do amplificador. . . . .	41



# Lista de Figuras

1.1	Evolução da intensidade óptica disponível desde a invenção do LASER.	13
1.2	Intensidade, campo eléctrico e envolvente de um impulso óptico ultra-curto. . . . .	14
1.3	Exemplos de impulsos ultra-curtos e correspondentes espectros . . . . .	15
1.4	Impulso ultra-curto antes e depois da deformação por dispersão num material. O impulso fica alargado no tempo, com as componentes de comprimento de onda maior na zona da frente do impulso . . . . .	17
1.5	Largura temporal de um impulso gaussiano após atravessar meios de diferentes espessuras e/ou diferentes dispersões, em função da largura temporal inicial. O impulso inicial não tem <i>chirp</i> . Como referência, a sílica tem uma GDD de cerca de $361 fs^2$ por <i>cm</i> . . . . .	18
1.6	A interferência construtiva de vários modos num laser em <i>mode-locking</i> resulta na formação de um impulso dentro da cavidade. . . . .	19
1.7	Exemplos de correlações de segunda ordem para (a) fase nula (sem dispersão) (b) apenas GDD (c) apenas TOD. Em todos os casos o espectro é o mesmo, e a duração do impulso em (a) é de 20fs FWHM. . . . .	21
1.8	Processos de emissão e absorção num sistema de dois níveis. (a) Absorção de energia $\Delta E$ por um processo não-óptico; (b) Emissão espontânea de um fóton de energia $h\nu = \Delta E$ ; (c) Emissão estimulada de um fóton; (d) Absorção de um fóton; (e) Decaimento não-radiativo . . . . .	23
2.1	Medida do espectro de fluorescência de Ti:Safira e secção eficaz de ganho calculado (a partir da equação 2.1). . . . .	26
2.2	Resultado da simulação da amplificação óptica para 8 passagens, e comparação com resultado experimental . . . . .	27
2.3	Cálculo da forma temporal de um impulso altamente modulado em frequência e correspondentes frequências instantâneas. . . . .	28

2.4	Comparação entre a forma temporal de um impulso altamente modulado em frequência calculada utilizando o método descrito na secção 2.5 (aprox) e por transformada discreta de Fourier (DFT). . . . .	30
2.5	Fontes de astigmatismo no amplificador: espelhos esféricos utilizados fora do eixo, e cristal de Ti:Safira em ângulo de Brewster. . . . .	31
2.6	Variação das dimensões do feixe à saída do amplificador (a) e do raio de curvatura da frente de onda (b) em função da distância do espelho M5 ao cristal. . . . .	33
2.7	Valores simulados de um espectro amplificado e fase não-linear introduzida por SPM. . . . .	35
2.8	Curva de dispersão (GDD) correspondente à fase não-linear da figura 2.7	36
2.9	Esquema do amplificador. A legenda está na tabela 2.1. . . . .	38
2.10	Fotografia do amplificador. São visíveis os prismas do compressor temporal. . . . .	39
2.11	Em (a) os feixes das várias passagens intersectam-se em sítios diferentes, tornando a extracção de energia do meio menos eficiente porque o bombeamento define uma zona de ganho relativamente estreita (a situação da imagem está exagerada). Em (b) todos os feixes se intersectam no mesmo ponto. . . . .	41
2.12	Trem de impulsos amplificado em 4 passagens, para efeitos de alinhamento (o selector de impulsos não está a ser utilizado). Os efeitos de depleção do ganho são ainda pouco visíveis. . . . .	42
2.13	Esquema da placa metálica furada utilizada para reduzir a ASE. O diâmetro dos furos é de 2.25mm e a separação é de 2.3mm. . . . .	43
3.1	Sequência de quatro prismas com dispersão negativa. A configuração é simétrica segundo o plano MM'[8]. . . . .	46
3.2	GDD introduzida pelo amplificador (sem espelhos) e pelos espelhos esféricos CVI. . . . .	47
3.3	Diagrama do par de prismas (de[3]) . . . . .	48
3.4	GDD total introduzida pelos vários componentes do amplificador, prismas, e resultante da sua soma. . . . .	51
3.5	Comparação entre o impulso limitado em transformada de Fourier e o impulso comprimido utilizando os prismas. . . . .	51
3.6	GDD residual pós-compressão pelos prismas. . . . .	52

3.7	Autocorrelação de segunda ordem simulada e medida experimentalmente, após compressão pelos prismas. . . . .	53
3.8	Curvas de dispersão medidas e fornecidas pelo fabricante, para os espelhos TOD 32 . . . . .	53
3.9	Simulação para compressão apenas com prismas, e com prismas e espelhos modulados em índice de refração. . . . .	54
A.1	Esquema da montagem experimental utilizada para medir a dispersão de elementos ópticos . . . . .	58
A.2	Interferograma obtido na medição da dispersão de um espelho modulado em índice de refração. . . . .	59



# Capítulo 1

## Introdução

O que significa *ultra-curto*? O termo é, inevitavelmente, subjectivo. Presentemente, o termo ultra-curto aplica-se normalmente a fenómenos que ocorrem em escalas de tempo da ordem de femtosegundos ( $1fs = 10^{-15}s$ ). Para dar uma ideia da ordem de grandeza note-se que um ciclo óptico completo de luz vermelha dura cerca de  $2fs$ , e neste intervalo de tempo a luz percorre apenas cerca de  $300nm$ . Processos químicos e electrónicos ocorrem também à escala das dezenas ou centenas de femtosegundos.

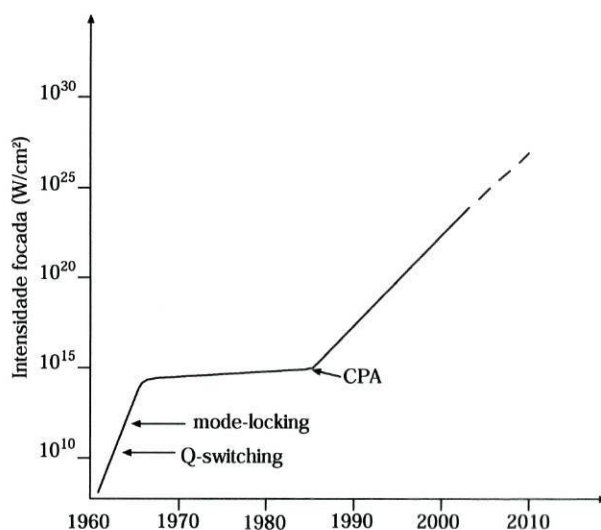


Figura 1.1: Evolução da intensidade óptica disponível desde a invenção do LASER.

A enorme evolução na potência óptica emitida pelos lasers (fig.1.1) deveu-se tanto a um aumento da energia contida nos impulsos como a uma redução da largura temporal do impulsos. Os primeiros lasers pulsados que apareceram na década de 60 (o primeiro laser a funcionar foi o de rubi, pulsado) produziam impulsos com

durações da ordem do microsegundo. As técnicas de “Q-switching”, e mais tarde, “mode-locking”, permitiram uma redução da duração dos impulsos produzidos para ordens de grandeza de nanosegundos e picosegundos, respectivamente. Impulsos mais intensos eram obtidos a partir de amplificação externa. O limite passou a dever-se às propriedades não lineares nos meios amplificadores (principalmente auto-focalização).

Um importante salto tecnológico deu-se em 1985, com a invenção do CPA [11] (*chirped pulse amplification*), que consiste em “esticar” o impulso no tempo (por um factor tipicamente de 100 a 10000 vezes), amplificá-lo, e voltar a comprimi-lo. A intensidade óptica durante a amplificação é, assim, reduzida por esse mesmo factor, diminuindo efeitos não-lineares (e assim, não destruindo os impulsos, ou até os amplificadores). A tecnologia CPA (entre outros avanços) permitiu uma evolução exponencial na potência óptica nas duas últimas décadas [2].

## 1.1 Características dos impulsos ultra-curtos

A característica particular que distingue um impulso óptico ultra-curto é o facto de a duração do impulso ser comparável à duração do ciclo óptico (Fig.1.2). Esta

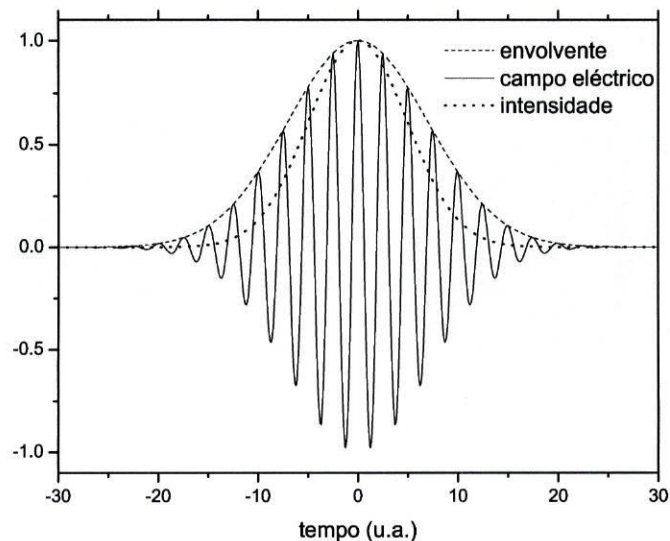


Figura 1.2: Intensidade, campo eléctrico e envolvente de um impulso óptico ultra-curto.

característica traz algumas particularidades ao estudo e análise da propagação e interação com a matéria de impulsos ultra-curtos.

No caso do feixe emitido por um laser contínuo, a duração da envolvente temporal é muito maior do que a duração de cada ciclo óptico. Mesmo no caso de lasers pulsados utilizando o método de *Q-switching*, em que um impulso tem a largura típica de nanosegundos, a sua duração continua longe da duração de um ciclo óptico.

Uma consequência da envolvente temporal do campo eléctrico ter uma duração tão curta é o alargamento do espectro correspondente. No caso de um laser contínuo, a largura espectral deve-se principalmente à irregularidade da frequência instantânea do campo eléctrico emitido, provocada por variadas razões, como ruído ou a largura espectral intrínseca dos modos longitudinais na cavidade laser. No caso de impulsos ultra-curtos, a largura espectral é principalmente devida à largura temporal do impulso (fig.1.3), de acordo com a transformada de Fourier do campo eléctrico correspondente.

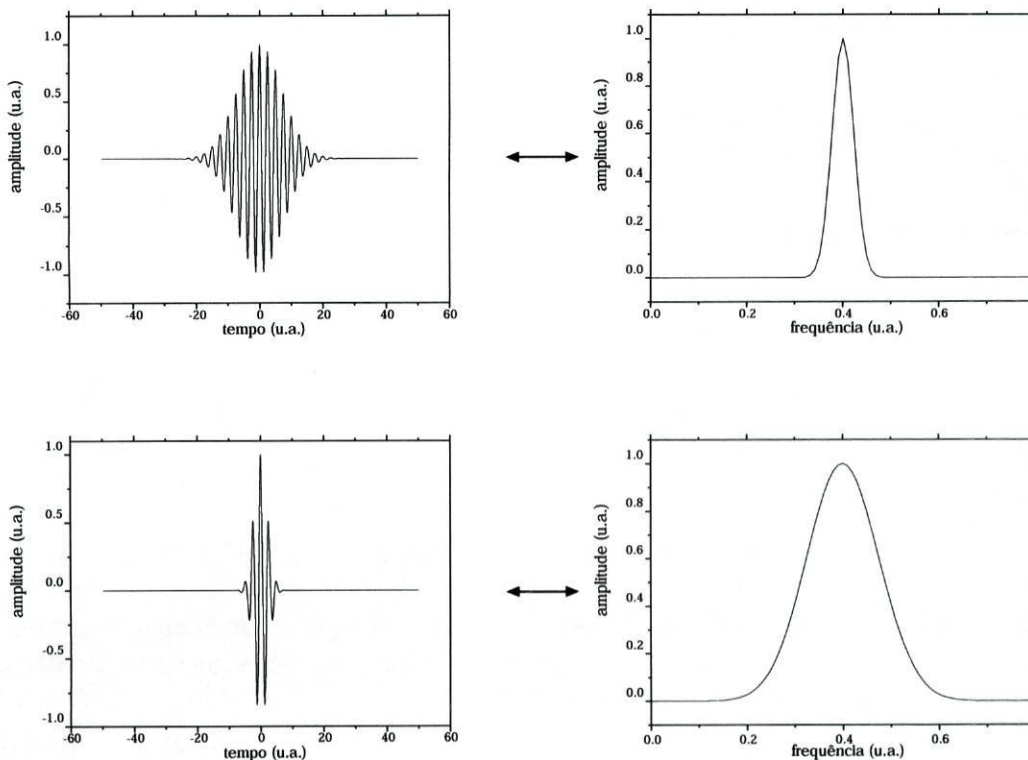


Figura 1.3: Exemplos de impulsos ultra-curtos e correspondentes espectros

## 1.2 Dispersão

Devido à grande largura espectral de um impulso ultra-curto, a dispersão material tem um efeito importante na sua propagação, pois cada componente espectral (ou, falando

de uma maneira menos exacta, cada “cor”) tem associado um índice de refração diferente, resultando em diferentes velocidades de fase e diferentes velocidades de grupo.

Estas quantidades são definidas como

$$v_f(\omega) = \frac{\omega}{k(\omega)} = \frac{c}{n(\omega)} \quad (1.1)$$

$$v_g(\omega) = \frac{\partial\omega}{\partial k(\omega)} \quad (1.2)$$

Ao percorrer uma distância  $L$  num meio dispersivo com índice de refração  $n(\omega)$ , a fase introduzida numa onda plana monocromática de frequência  $\omega_0$  será

$$\phi(\omega_0) = k(\omega_0)L = k_0(\omega_0)n(\omega_0)L = \frac{\omega_0}{c}n(\omega_0)L \quad (1.3)$$

em que  $k_0(\omega_0)$  é o número de onda no vazio correspondente a  $\omega_0$ .

Por análise de Fourier, é possível estudar a propagação de um impulso num meio linear analisando a fase introduzida em cada componente espectral. Considere-se a aproximação em série de Taylor da fase introduzida por um elemento óptico num impulso com frequência central  $\omega_0$ [6]

$$\phi(\omega) = \phi(\omega_0) + \left. \frac{\partial\phi}{\partial\omega} \right|_{\omega_0} \Delta\omega + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2\phi}{\partial\omega^2} \right|_{\omega_0} \Delta\omega^2 + \frac{1}{6} \left. \frac{\partial^3\phi}{\partial\omega^3} \right|_{\omega_0} \Delta\omega^3 + \dots \quad (1.4)$$

ou

$$\phi(\omega) = \phi(\omega_0) + \phi'(\omega_0)\Delta\omega + \frac{1}{2}\phi''(\omega_0)\Delta\omega^2 + \frac{1}{6}\phi'''(\omega_0)\Delta\omega^3 + \dots \quad (1.5)$$

em que  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ .

É possível mostrar que o primeiro termo corresponde à fase total introduzida na envolvente do impulso. Este termo normalmente não é importante porque não distorce a forma da envolvente<sup>1</sup>. O segundo termo,  $\phi'(\omega_0)$ , corresponde ao atraso temporal  $\tau_g$  da envolvente, e tem, como é suposto, dimensão temporal. Este termo está directamente relacionado com a velocidade de grupo  $v_g$

$$\frac{\partial\phi}{\partial\omega} = \frac{L}{v_g} = \tau_g \quad (1.6)$$

O termo seguinte reflecte uma dependência da velocidade de grupo com a frequência, e é normalmente conhecido como GDD, *Group Delay Dispersion*<sup>2</sup>

$$GDD = \frac{\partial^2\phi}{\partial\omega^2}. \quad (1.7)$$

<sup>1</sup>Em certas aplicações é, na realidade, importante controlar a fase absoluta da envolvente do impulso em relação à fase da portadora, mas aqui não existe essa preocupação.

<sup>2</sup>Por vezes é utilizada uma definição diferente, especialmente no estudo da dispersão em fibras ópticas.

O termo GDD, assim como os termos de ordem superior (ao termo de ordem 3 dá-se o nome de TOD, ou *Third Order Dispersion*, ao de ordem 4 de FOD, ou *Fourth Order Dispersion*), introduzem distorções temporais no impulso. Num meio dispersivo “normal”, a GDD tem sinal positivo, o que corresponde a uma velocidade de grupo maior para comprimentos de onda maiores. O resultado é que um impulso que atravessa um meio dispersivo vai deformar-se, com os comprimentos de onda maiores a viajarem “à frente” na envolvente do impulso (fig.1.4). Um impulso com estas características designa-se um impulso modulado em frequência (*chirped*, em inglês) e o *chirp* é a variação no tempo da frequência instantânea.

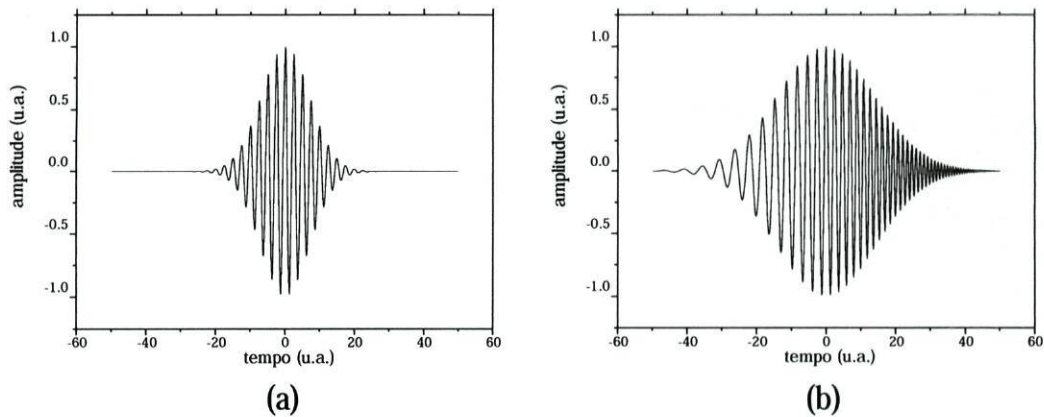


Figura 1.4: Impulso ultra-curto antes e depois da deformação por dispersão num material. O impulso fica alargado no tempo, com as componentes de comprimento de onda maior na zona da frente do impulso

No caso em que  $GDD > 0$  (meio com dispersão normal), o *chirp* é positivo, e se os termos dispersão de ordem superior

$$\frac{\partial^n \phi}{\partial \omega^n}, n > 2 \quad (1.8)$$

forem nulos, o *chirp* é linear, o que corresponde a uma frequência instantânea que varia linearmente no tempo

$$\omega(t) = \omega(0) - \alpha t \quad (1.9)$$

com  $\alpha > 0$  no caso mais comum.

No caso geral, os termos de dispersão superiores a GDD não são nulos. O *chirp* introduzido num impulso não é então linear, e a frequência instantânea não varia linearmente no tempo. Na maior parte dos materiais, no entanto, o efeito no alargamento temporal por GDD é largamente superior ao efeito devido aos outros termos.

É interessante considerar o que acontece a impulsos sem *chirp*, de diferentes durações iniciais, ao atravessarem um meio dispersivo. Quanto mais curto é um impulso, maior é a sua largura espectral, pelo que a variação da velocidade de grupo ao longo do seu espectro vai ser maior (fig.1.5).

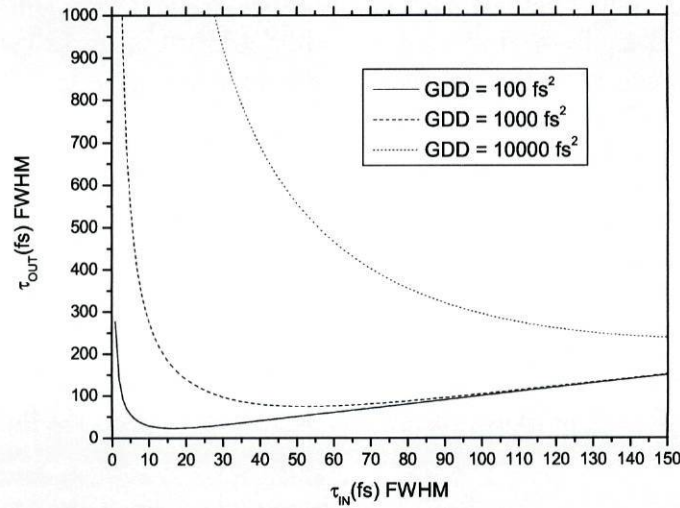


Figura 1.5: Largura temporal de um impulso gaussiano após atravessar meios de diferentes espessuras e/ou diferentes dispersões, em função da largura temporal inicial. O impulso inicial não tem *chirp*. Como referência, a sílica tem uma GDD de cerca de  $361 \text{ fs}^2$  por *cm*.

### 1.3 Produção de impulsos ultra-curtos

Considere-se um laser com uma cavidade de comprimento  $L$ . Os modos longitudinais permitidos têm comprimentos de onda  $\lambda_n$  tais que

$$n \frac{\lambda_n}{2} = L \quad (1.10)$$

com  $n$  inteiro, ou seja, os comprimentos de onda são tais que o comprimento da cavidade é um múltiplo de meio comprimento de onda. Esta condição corresponde a um campo eléctrico nulo nas extremidades da cavidade. As frequências  $\nu_n$  correspondentes são

$$\nu_n = \frac{c}{\lambda_n} = n \frac{c}{2L} \quad (1.11)$$

e a separação em frequência entre modos é constante e é dada por

$$\delta\nu = \nu_{n+1} - \nu_n = \frac{c}{2L} \quad (1.12)$$

Se vários modos longitudinais forem emitidos pelo laser, o campo resultante num dado ponto será

$$E(t) = \sum_n A_n \sin(2\pi\nu_n t + \phi_n) \quad (1.13)$$

em que  $A_n$  é a amplitude de cada modo e  $\phi_n$  é a fase relativa de cada modo. Em geral, os modos oscilam independentemente uns dos outros, com fases aleatórias, e o resultado é um campo com baixa coerência e ruidoso. Se, por outro lado, todos os modos oscilarem em fase, o resultado é a sobreposição coerente do campo em certos pontos e em certos instantes<sup>3</sup>, levando à formação de impulsos. A esta condição chama-se *phase - locking* ou *mode - locking*.

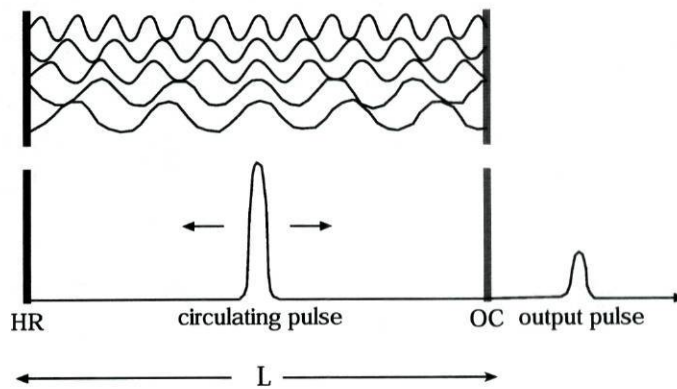


Figura 1.6: A interferência construtiva de vários modos num laser em *mode-locking* resulta na formação de um impulso dentro da cavidade.

É possível mostrar que, para uma separação em frequência  $\delta\nu$ , os impulsos formados terão uma separação no tempo de

$$\delta t = \frac{2L}{c} \quad (1.14)$$

e uma separação espacial

$$\delta z = 2L \quad (1.15)$$

isto é, só existe um impulso em cada volta completa à cavidade<sup>4</sup>, e as suas separações temporal e espacial correspondem ao percurso de ida e volta do impulso na cavidade.

Para o impulso ter uma largura temporal na ordem de alguns femtosegundos (digamos,  $\Delta t = 10fs$ ), a largura espectral correspondente é

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{\Delta t} = \frac{1}{10fs} = 100THz \quad (1.16)$$

<sup>3</sup>Não é necessário que a fase dos vários osciladores seja igual, mas que satisfaçam a condição  $\phi_n = \phi_0 + \alpha n$

<sup>4</sup>É possível a existência de múltiplos impulsos numa cavidade, mas a condição de *mode-locking* é diferente.

o que implica utilizar um meio de ganho laser com, pelo menos, essa largura espectral. É ainda necessário conseguir que todos os modos oscilem, e em fase.

## 1.4 Medidas temporais de impulsos ultra-curtos

Um dos maiores problemas no estudo de impulsos ultra-curtos é a sua caracterização temporal. É impossível medir directamente o perfil temporal de um impulso óptico de femtosegundos.

O perfil temporal da intensidade de um impulso  $I_s(t)$  pode ser facilmente determinado se houver à disposição um impulso de referência  $I_r(t)$  muito mais curto. Basta para tal medir a correlação das intensidades[7]

$$A_c(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_s(t)I_r(t - \tau)dt \quad (1.17)$$

No caso ideal em que o impulso de referência é infinitamente curto e a função  $I_r(t)$  pode ser descrita por uma distribuição delta de Dirac, o resultado da correlação  $A_c(\tau)$  é o sinal que se quer medir,  $I_s(t)$ .

No entanto, normalmente não existem impulsos muito mais curtos do que aqueles que se querem medir (e se houver, é preciso medi-los). Por isso eventualmente é necessário utilizar o próprio impulso como *sonda*.

O método para conseguir correlações de sinais ópticos, em geral, é a interferometria. Existem várias configurações possíveis, dependendo do tipo de correlação que se deseja. Aqui será apenas mencionado o caso da correlação interferométrica de segunda ordem.

Se, à saída de um interferómetro de Michelson se se utilizar um cristal gerador de segunda harmónica antes do detector (apêndice A), e se se filtrar o sinal fundamental, o sinal medido em função do atraso  $\tau$  é

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \{ [E_1(t - \tau) + E_2(t)]^2 \}^2 dt \quad (1.18)$$

A partir da medição da correlação interferométrica é possível obter informações importantes sobre a forma do impulso. É possível estimar a largura de impulsos e o seu *chirp* directamente. Conhecida a densidade espectral de energia do impulso, por processos iterativos, é possível determinar (embora em geral com indeterminações) a fase espectral e, consequentemente, a forma temporal do impulso.

Na figura 1.7 estão representadas correlações para o mesmo espectro, mas para diferentes efeitos de *chirp*. É possível, apenas por inspecção visual, estimar o tipo de *chirp* assim como a duração do impulso a partir da forma da correlação.

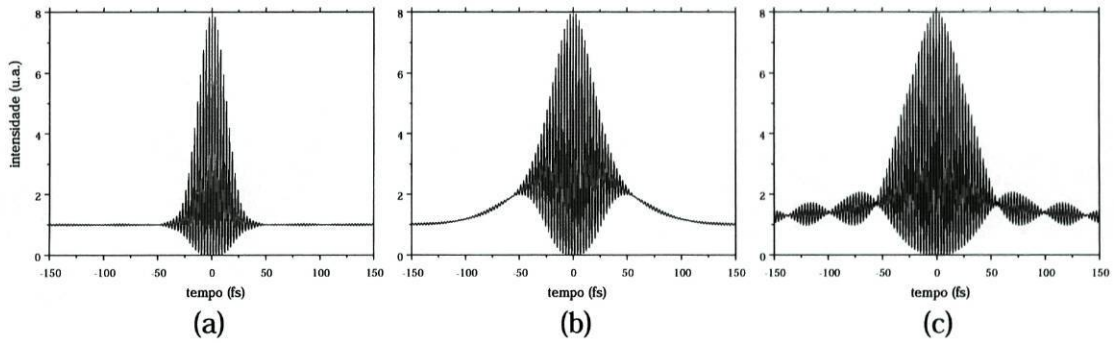


Figura 1.7: Exemplos de correlações de segunda ordem para (a) fase nula (sem dispersão) (b) apenas GDD (c) apenas TOD. Em todos os casos o espectro é o mesmo, e a duração do impulso em (a) é de 20fs FWHM.

## 1.5 Propagação de feixes gaussianos

O feixe gaussiano fundamental é um caso particularmente útil da difracção por duas razões: a sua descrição matemática é particularmente simples (um feixe gaussiano continua gaussiano na propagação em meios lineares), e é muitas vezes uma boa aproximação ao feixe emitido pela maioria dos lasers.

Considere-se o caso simples de um campo eléctrico polarizado linearmente, que se propaga na direcção  $zz$ . O campo eléctrico pode ser escrito na forma escalar ([5]

$$E(x, y, z, t) = \frac{1}{2}u(x, y, z)\varepsilon(z, t)e^{i(kz - \omega t)} \quad (1.19)$$

em que  $u(x, y, z)$  e  $\varepsilon(z, t)$  podem ser funções complexas, sendo respectivamente as envolventes transversais e longitudinais do campo, e ambas variam lentamente, quando comparadas com a variação de fase da portadora. O campo eléctrico real<sup>5</sup> pode ser obtido a partir da parte real de  $E(x, y, z, t)$ .

Se se restringir a análise ao caso paraxial, uma solução particularmente útil é o feixe gaussiano, que pode ser escrito como (ver, p.ex, [7] ou [16]):

$$u(x, y, z) = \frac{u_0}{\sqrt{1 + z^2/\rho_0^2}} e^{-i\Theta(z)} e^{-ik(x^2+y^2)/(2R(z))} e^{(x^2+y^2)/\omega^2(z)} \quad (1.20)$$

com

$$R(z) = z + \rho_0^2/z \quad (1.21)$$

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + z^2/\rho_0^2} \quad (1.22)$$

<sup>5</sup>ou seja, o campo eléctrico físico

$$\Theta(z) = \arctan(z/\rho_0) \quad (1.23)$$

$$\rho_0 = n\pi\omega_0^2/\lambda \quad (1.24)$$

$$(1.25)$$

A equação 1.20 pode ser reescrita como

$$u(x, y, z) = \frac{u_0}{\sqrt{1 + z^2/\rho_0^2}} e^{-i\Theta(z)} e^{-ik(x^2+y^2)/2q(z)} \quad (1.26)$$

em que  $q(z)$  é o parâmetro complexo definido como

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{i\lambda}{\pi\omega^2(z)} = \frac{1}{q(0) + z} \quad (1.27)$$

Este formalismo é útil para estudar a propagação de feixes gaussianos. O parâmetro complexo  $q$  define completamente a forma transversal de um feixe laser gaussiano monocromático.

### 1.5.1 Matrizes $ABCD$

O mesmo formalismo matricial utilizado em Óptica Geométrica [9] pode ser utilizado para estudar a propagação de feixes gaussianos num sistema óptico. A lei de transformação é

$$q_{out} = \frac{q_{in}A + B}{q_{in}C + D} \quad (1.28)$$

É por vezes mais conveniente utilizar a forma recíproca

$$\frac{1}{q_{out}} = \frac{C + \frac{D}{q_{in}}}{A + \frac{B}{q_{in}}} \quad (1.29)$$

em que  $A, B, C, D$  são os elementos da matriz correspondente ao sistema óptico que o feixe atravessa, ou onde é reflectido.

## 1.6 Amplificação óptica

O princípio físico fundamental da amplificação óptica que ocorre em lasers é a *emissão estimulada*. É um efeito puramente quântico, e foi pela primeira vez proposto por Einstein.

Considerando, por simplicidade, um átomo (ou, por exemplo, uma molécula) com apenas dois níveis energéticos, existem vários processos pelos quais o sistema pode transitar de um nível para o outro (fig.1.8). De todos estes, a emissão estimulada

elemento	matriz	observações
propagação	$\begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	meio homogéneo
refracção	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix}$	interface plana
refracção	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_1-n_2}{R.n_2} & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix}$	interface curva
lente fina	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}$	$f > 0$ :convergente
espelho curvo	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix}$	$R > 0$ :convergente

Tabela 1.1: Exemplos de matrizes de elementos ópticos relevantes.

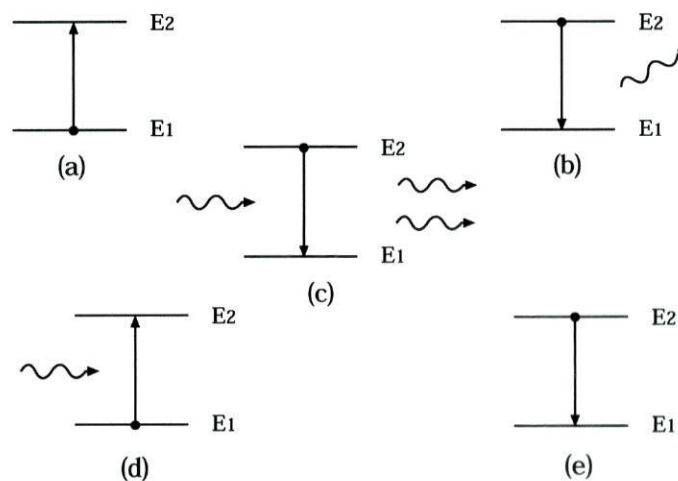


Figura 1.8: Processos de emissão e absorção num sistema de dois níveis. (a) Absorção de energia  $\Delta E$  por um processo não-óptico; (b) Emissão espontânea de um fóton de energia  $h\nu = \Delta E$ ; (c) Emissão estimulada de um fóton; (d) Absorção de um fóton; (e) Decaimento não-radiativo

é, na realidade, aquele que ocorre com menos frequência na Natureza. No estudo e funcionamento de lasers, é de longe o mais importante. É o processo de emissão

estimulada que possibilita a amplificação óptica.

Quando o átomo se encontra excitado, ou seja, no estado de energia superior, e um fóton com energia adequada interage com o átomo, obtém-se a emissão de dois fótons. A particularidade interessante neste processo é que os dois fótons são indistinguíveis do fóton inicial, isto é, têm a mesma frequência e fase que o fóton incidente.

Considerando a interação de um fóton com um único átomo, as probabilidades de o fóton ser absorvido, quando o átomo está no estado de energia inferior, ou de estimular a emissão de outro fóton, quando o átomo está no estado de energia superior, são iguais. Em equilíbrio térmico, o número de átomos no estado inferior é, geralmente, muitíssimo maior que o número de átomos no estado superior. Por isso, um fóton tem muito maior probabilidade de ser absorvido do que de produzir emissão estimulada.

Para se conseguir amplificação óptica, é necessário que existam mais átomos no estado de energia superior do que no estado de energia inferior. A esta condição dá-se o nome de *inversão de população*. Para tal é necessário fornecer energia ao meio para excitar os átomos. Note-se que, num sistema de dois níveis, não é possível obter inversão de população por meios ópticos (os mesmos fótons que fossem utilizados para excitar os átomos iriam da mesma maneira desexcitá-los), sendo na realidade necessários três ou mais níveis. Um meio laser real apresenta, na realidade, bandas de energia (mais ou menos largas), mas em muitos casos a imagem de um sistema de dois níveis continua a ser bastante útil, já que as transições de energia importantes são normalmente apenas entre duas bandas de energia.

## Capítulo 2

# Amplificação óptica

### 2.1 Meio activo

O meio activo consiste num cristal de Safira dopado com Titânio. As suas características ópticas foram pela primeira vez estudadas por Moulton [12]. A principal característica que o torna um meio de excelência para a geração e amplificação de impulsos ultra-curtos é a sua banda de ganho excepcionalmente larga. Além disso, a capacidade de armazenagem de energia torna possível construir amplificadores com um ganho muito elevado, e de reduzidos custos e dimensões quando comparados com outras tecnologias, como a dos lasers e amplificadores de corantes.

### 2.2 Medição do ganho

A curva de ganho pode ser determinada experimentalmente a partir do espectro de fluorescência do meio [12].

A secção eficaz de ganho dependente do comprimento de onda pode ser calculada por[12]

$$\sigma(\lambda) = \frac{\lambda^5 P_\lambda(\lambda)}{hc^2 n^2} \quad (2.1)$$

onde  $P_\lambda(\lambda)$  é o espectro de fluorescência da transição correspondente. A medição de fluorescência foi feita excitando o cristal com um laser de Argon e medindo o espectro de fluorescência com um espectrómetro (Fig.2.1).

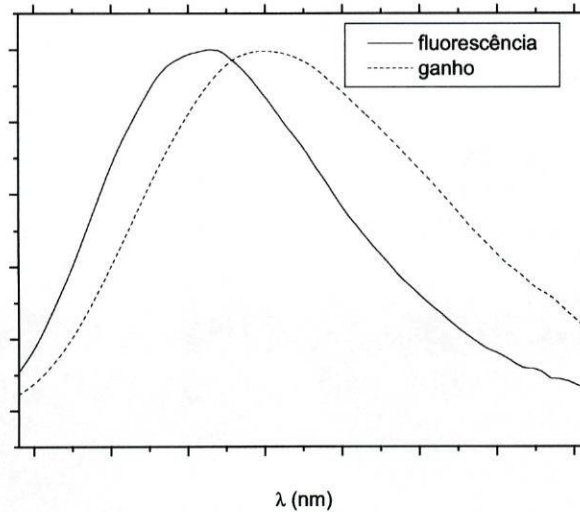


Figura 2.1: Medida do espectro de fluorescência de Ti:Safira e secção eficaz de ganho calculado (a partir da equação 2.1).

### 2.3 *Gain narrowing e gain shifting*

O efeito de *gain narrowing* (traduzindo à letra, algo como “estreitamento de ganho”) traduz-se numa diminuição da largura espectral do impulso amplificado. A largura da curva de ganho do Ti:Safira é suficiente para suportar impulsos de poucos femtosegundos. No entanto, para ganhos totais muito grandes (factores de  $10^6$ , tipicamente) a curva efectiva de amplificação torna-se cada vez mais estreita (uma maneira de imaginar a situação é pensar na curva de amplificação a ser multiplicada por ela própria: eventualmente a sua largura será tão pequena quanto se queira).

Outro factor importante a ter em conta é o *gain shifting* (de novo, traduzindo à letra, algo como “deslocamento de ganho”). A origem do *gain shifting* é a depleção de energia armazenada no meio amplificador. Para baixas densidades de energia do impulso de entrada, o efeito é negligenciável. Quando a energia retirada ao meio de ganho pelo próprio impulso se torna comparável à energia armazenada no meio, o ganho torna-se menor. Como as componentes de comprimento de onda maior viajam à frente no impulso<sup>1</sup>, estas encontram o meio com mais energia do que os comprimentos de onda menor, e por isso são mais amplificadas. O resultado é um ganho maior para comprimentos de onda maiores, e a curva efectiva de ganho é deslocada.

<sup>1</sup>no caso mais comum de *chirp* positivo. É, no entanto, possível utilizar impulsos com *chirp* negativo, e a situação inverte-se.

## 2.4 Simulação numérica

Para simular o desempenho do amplificador, foi escrito um código numérico baseado em modelos simples [1],[3],[7]. Foi considerada uma discretização espacial do meio de ganho

$$\frac{dI}{dz} = g(\omega, z)I(\omega, z) \quad (2.2)$$

em que

$$g(\omega, z) = 1 + g_0\sigma(\omega)J_s(z) \quad (2.3)$$

$J_s(z)$  é a densidade de energia armazenada em  $z$ . A cada iteração, a densidade de energia é diminuída pela energia retirada pelo impulso óptico sob amplificação. Os parâmetros  $g_0$  e  $J_{s0}$  são determinados por ajuste aos resultados experimentais.

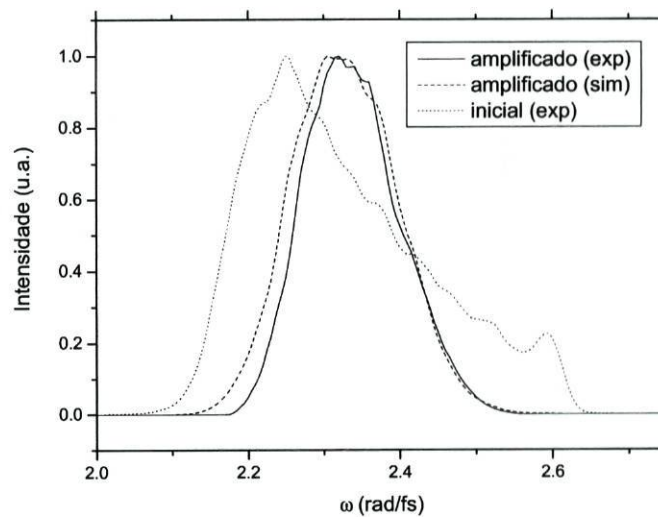


Figura 2.2: Resultado da simulação da amplificação óptica para 8 passagens, e comparação com resultado experimental

## 2.5 Impulso altamente modulado em frequência

Em casos em que a dispersão sofrida por um impulso é tal que a duração final é muito maior do que a duração mínima do impulso (isto é, a duração que o impulso teria se fosse limitado em transformada de Fourier), existem certas aproximações que se podem aplicar.

Neste caso, torna-se possível falar de uma “frequência instantânea” [1][3]. Ou seja, como a largura temporal da envolvente do impulso modulado em frequência é agora muito maior do que a duração de um ciclo óptico, é possível associar a cada intervalo temporal  $\Delta t$  do impulso uma frequência (ou comprimento de onda) bem definida, desde que o intervalo de tempo  $\Delta t$  contenha um número grande (ou pelo menos razoável) de ciclos ópticos. Esta propriedade é útil para simplificar a simulação de amplificação óptica num amplificador CPA, já que o ganho instantâneo depende da frequência.

Melhor ainda, com este trabalho verifica-se que é possível aproximar a forma temporal do impulso modulado em frequência apenas por considerações de conservação de energia, sem ser necessário executar transformadas de Fourier.

Considere-se um impulso ultra-curto cujo espectro é conhecido, tanto em densidade espectral de energia como em fase<sup>2</sup>.

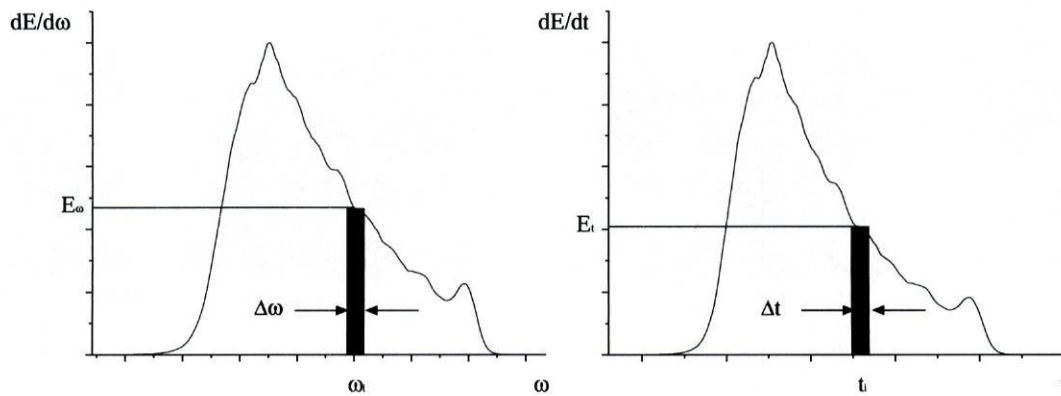


Figura 2.3: Cálculo da forma temporal de um impulso altamente modulado em frequência e correspondentes frequências instantâneas.

O tempo de propagação correspondente a uma dada frequência,  $\tau(\omega)$  pode ser calculado a partir da fase espectral:

$$\tau(\omega) = \frac{\partial \phi(\omega)}{\partial \omega} \quad (2.4)$$

Considere-se agora um intervalo de frequências  $\Delta\omega$ , centrado em  $\omega_i$  (Fig.2.3). A energia contida nesta região espectral é

$$E = E_\omega \cdot \Delta\omega \quad (2.5)$$

onde  $E_\omega$  é a densidade espectral de energia

$$E_\omega = \frac{dE}{d\omega} \quad (2.6)$$

<sup>2</sup>Não é necessário conhecer a fase espectral exacta, basta a fase a menos de um termo linear de  $\phi$  em  $\omega$ .

A radiação com esta frequência vai ter um tempo associado

$$t_i = \tau(\omega_i) \quad (2.7)$$

e pode-se calcular o intervalo de tempo associado ao intervalo  $\Delta\omega$ :

$$t_i^+ = \tau(\omega_i + \frac{\Delta\omega}{2}), t_i^- = \tau(\omega_i - \frac{\Delta\omega}{2}) \quad (2.8)$$

e tem-se

$$\Delta t = t_i^+ - t_i^- = \tau(\omega_i + \frac{\Delta\omega}{2}) - \tau(\omega_i - \frac{\Delta\omega}{2}) \quad (2.9)$$

Para haver conservação de energia, a energia contida em  $\Delta\omega$  tem que ser igual à energia contida em  $\Delta t$ , pelo que

$$E = E_\omega \cdot \Delta\omega = E_t \cdot \Delta t \quad (2.10)$$

e

$$E_t = E_\omega \frac{\Delta\omega}{\Delta t} \quad (2.11)$$

A quantidade  $E_t$  é simplesmente a densidade temporal de energia, ou seja, a potência  $P(t)$ .

Numericamente, para uma lista de  $\omega_i$  é calculada a lista de tempos de propagação

$$t_i = \left. \frac{\partial\phi(\omega)}{\partial\omega} \right|_{\omega=\omega_i} \quad (2.12)$$

Os intervalos  $\Delta\omega$  e  $\Delta t$  são aproximados numericamente por

$$\Delta\omega_i = \omega_{i+1} - \omega_i \quad (2.13)$$

$$\Delta t_i = t_{i+1} - t_i \quad (2.14)$$

A lista  $dE/d\omega|_i$  é conhecida, e a lista  $P_i = dE/dt|_i$  é

$$P_i = \left. \frac{dE}{d\omega} \right|_i \frac{\Delta\omega_i}{\Delta t_i} \quad (2.15)$$

A potência em função do tempo pode ser assim calculada com grande precisão sem ser necessário recorrer a métodos mais “pesados”, como FFT. Na figura 2.4 é apresentada a comparação do resultado obtido com este método e o resultado obtido por transformada de Fourier discreta, para o caso de um espectro típico utilizado experimentalmente.

## 2.6 Astigmatismo

A aberração primária mais importante em amplificadores é o astigmatismo. A sua origem vem essencialmente da utilização de ópticas fora de eixo (*off-axis*).

No caso de amplificadores multi-passo, o astigmatismo é originado pela utilização de espelhos esféricos com incidência fora de eixo e pelo cristal de Ti:safira em ângulo de Brewster.

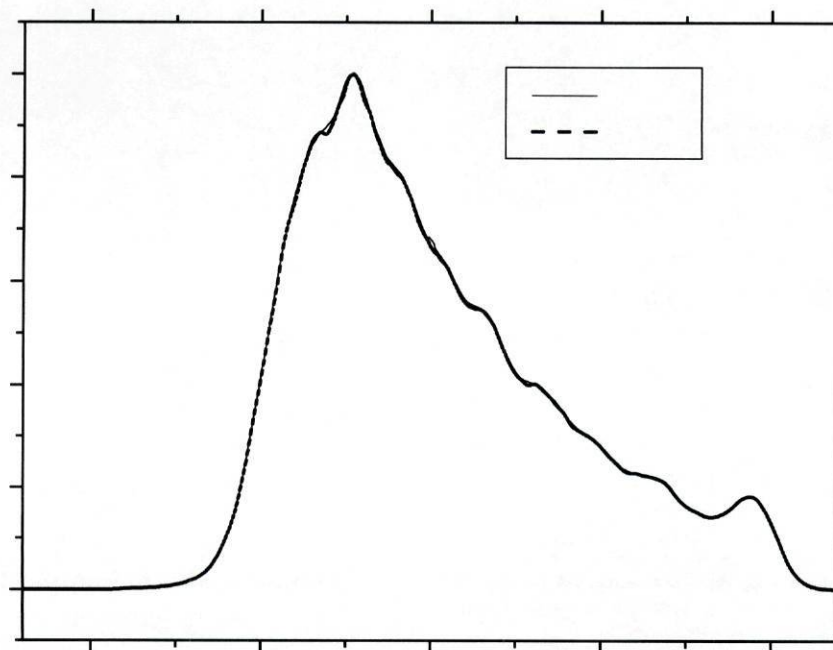


Figura 2.4: Comparação entre a forma temporal de um impulso altamente modulado em frequência calculada utilizando o método descrito na seção 2.5 (aprox) e por transformada discreta de Fourier (DFT).

### 2.6.1 Espelhos esféricos fora de eixo

Considere-se o caso do espelho esférico utilizado fora do eixo como na figura 2.5a. No plano da figura a distância focal é  $(R/2)\cos\theta$ , enquanto que no plano perpendicular ao plano da figura a distância focal é de  $(R/2)/\cos(\theta)$  [7].

Denotando por  $y$  a coordenada referente ao plano de incidência e por  $x$  a coordenada perpendicular a esse plano, as distâncias focais correspondentes serão então

$$f_x = \frac{f_0}{\cos\theta} \quad (2.16)$$

$$f_y = f_0 \cos\theta \quad (2.17)$$

em que

$$f_0 = \frac{R}{2} \quad (2.18)$$

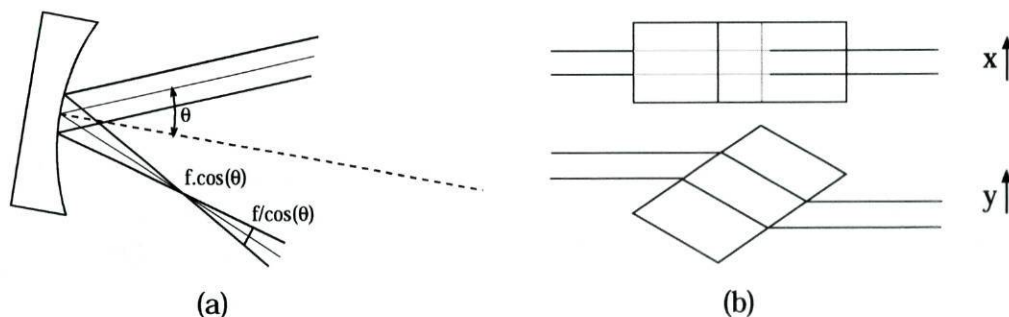


Figura 2.5: Fontes de astigmatismo no amplificador: espelhos esféricos utilizados fora do eixo, e cristal de Ti:Safira em ângulo de Brewster.

é a distância focal do espelho. Quando um espelho é utilizado deste modo, o primeiro foco produz uma linha perpendicular ao plano da figura (à distância  $f_x$  do espelho), seguido de uma linha no plano da figura (à distância  $f_y$  do espelho).

As matrizes  $ABCD$  que descrevem as transformações dos feixes gaussianos em  $x$  e em  $y$  são

$$M_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_x & 1 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

$$M_y = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_y & 1 \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

### 2.6.2 Cristal em ângulo de Brewster

O outro elemento que provoca astigmatismo no feixe laser é o cristal de Ti:Safira (fig.2.5b). Supondo que imediatamente antes de entrar no cristal as larguras em  $x$  e em  $y$  do feixe são respectivamente  $\omega_{0x}$  e  $\omega_{0y}$ , então, devido à refração, as larguras logo após a entrada no cristal serão<sup>3</sup> (no referencial próprio do feixe, dentro do cristal) [10],[7]

$$\omega_x = \omega_{0x} \quad (2.21)$$

$$\omega_y = n\omega_{0y} \quad (2.22)$$

em que  $n$  é o índice de refração do cristal para o comprimento de onda central (800nm). Então, se um feixe circular incidir no cristal, tornar-se-á elíptico. Nesta

<sup>3</sup>Este resultado não é geral, sendo válido apenas para o caso em que a incidência é em ângulo de Brewster

situação, o feixe irá sofrer alargamentos, por difracção, diferentes nos dois eixos. Dentro do cristal a distância de propagação é[7]

$$L_{eff} = \frac{L\sqrt{1 + n_{800}^2}}{n_{800}} \quad (2.23)$$

em que  $L = 4.5mm$  é o comprimento do cristal na direcção perpendicular às faces, e  $n_{800}$  é o índice de refacção para  $\lambda = 800nm$ . A propagação dentro do cristal é semelhante à propagação em vácuo, apenas o índice de refacção muda. À saída do cristal, volta a haver uma alteração da largura do feixe no eixo  $y$ . Se  $\omega_{0x}$  e  $\omega_{0y}$  forem agora os diâmetros do feixe dentro do cristal, os diâmetros imediatamente à saída serão

$$\omega_x = \omega_{0x} \quad (2.24)$$

$$\omega_y = \omega_{0y}/n \quad (2.25)$$

### 2.6.3 Optimização do astigmatismo do amplificador

Com vista à redução do astigmatismo do amplificador, foram realizadas simulações numéricas baseadas em propagação de feixes gaussianos, utilizando matrizes  $ABCD$ . O elemento mais crítico da montagem experimental é o espelho M5 (fig.2.9). A distância do espelho M5 ao cristal vai determinar o ângulo de incidência das várias passagens com os espelhos esféricos M3 e M4, sendo que este ângulo é o factor mais importante no astigmatismo do sistema. As posições dos espelhos M3 e M4 são também importantes. As distâncias entre espelhos M3, M4, e o cristal são difíceis de determinar com exactidão, pelo que o código numérico foi utilizado principalmente para determinar qual a causa de assimetrias no perfil espacial do feixe de saída, e como as corrigir. Para tal, o espelho M4 foi montado numa carruagem de translação horizontal. A posição do espelho M5 foi determinada tendo em conta dois parâmetros: a sobreposição das várias passagens do feixe no cristal (secção 2.9.1) e o astigmatismo na cavidade (fig. 2.6).

## 2.7 Auto modulação de fase (SPM)

Um dos efeitos que pode levar à degradação do impulso, tanto temporal como espacialmente, é o efeito de Kerr. O efeito de Kerr consiste numa alteração do índice de refacção de um meio quando a este é aplicado um campo eléctrico. Este campo eléctrico pode ser aplicado externamente (neste caso é normalmente designado por efeito electro-óptico de Kerr, e é normalmente obtido aplicando um campo eléctrico que varia lentamente quando comparado com frequências ópticas) ou pode ser provocado pelo próprio campo eléctrico óptico. No caso de feixes laser intensos, o efeito de Kerr pode levar a auto-focagem do feixe (como a intensidade de um feixe laser é maior no eixo, existe um maior aumento do índice de refacção no eixo, formando-se uma lente

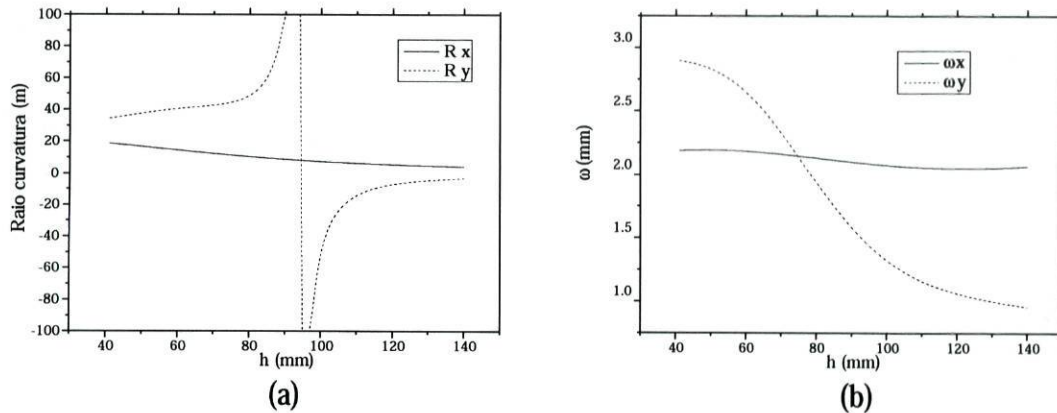


Figura 2.6: Variação das dimensões do feixe à saída do amplificador (a) e do raio de curvatura da frente de onda (b) em função da distância do espelho M5 ao cristal.

de Kerr convergente<sup>4</sup>) e a auto-modulação de fase (*self-phase modulation* ou *SPM*), que se traduz numa fase variável no tempo introduzida no impulso, e consequente produção de novas frequências (alargamento espectral).

### 2.7.1 SPM em sistemas CPA

Em sistemas CPA o efeito de SPM, tanto a nível temporal como espectral, no impulso modulado em frequência, é geralmente pequeno. Isto porque a fase introduzida é muito mais pequena do que a fase introduzida pelos elementos anteriores à amplificação. No entanto, a sua importância pode ser considerável aquando da recompressão do impulso.

Para examinar o efeito de SPM no amplificador, é utilizado um modelo simplificado de propagação em meios não-lineares [14]. Um parâmetro normalmente utilizado para analisar o desempenho de um amplificador em termos de SPM é o “integral B”, definido como

$$B(r, t) = \frac{2\pi}{\lambda} \int n_2 |E(r, t)|^2 dz \quad (2.26)$$

que é simplesmente a fase não linear acumulada nas várias passagens de amplificação. A fase introduzida depende, em geral, da zona temporal considerada, e, consequentemente, da zona espectral (pelo facto do impulso ser muito modulado em frequência (secção 2.5)).

A não-linearidade do meio (Ti:Safira) é descrito por um índice de refração não linear  $n_2$  tal que

$$n = n_0 + n_2 |E(r, t)|^2 \quad (2.27)$$

<sup>4</sup>No caso típico de o meio apresentar uma constante de Kerr positiva, de outro modo a lente formada é divergente.

em que  $n_0$  é o índice de refração na ausência de qualquer não-linearidade. A distribuição transversal do campo eléctrico será aqui, por simplicidade, desprezada. O efeito de auto-focagem será então também desprezado, e a análise da evolução do campo eléctrico será a mesma que a de uma onda plana.

O campo eléctrico do impulso é então descrito como:

$$E(z, t) = A(z, t)e^{i(k_0z - \omega_0t)} \quad (2.28)$$

em que  $A(z, t)$  é a envolvente *complexa* do impulso. A propagação no tempo e espaço é descrita pela equação de Schrödinger não-linear[14]

$$i\frac{\partial A}{\partial z} = i\frac{\alpha}{2}A(z, t) - \gamma|A(z, t)|^2 A(z, t) + \frac{1}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - \frac{1}{6}\beta_3\frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} + \dots \quad (2.29)$$

em que

$$\beta_n = \left. \frac{\partial^n k}{\partial \omega^n} \right|_{\omega_0} \quad (2.30)$$

são os vários coeficientes de dispersão material,  $\gamma$  está relacionado com o índice não-linear  $n_2$

$$\gamma = n_2 \frac{\omega_0}{c} \quad (2.31)$$

e  $\tau$  é o tempo próprio

$$\tau = t - z/v_g. \quad (2.32)$$

O termo contendo  $\alpha$  é tipicamente utilizado para descrever atenuação linear no meio, mas formalmente pode descrever amplificação (o que é aqui o caso, com  $\alpha$  dependente do tempo e do espaço, mas variando lentamente).

Considerando a introdução de fase linear (dispersão material) e não-linear (efeito de Kerr) separadamente (este procedimento é válido neste caso, em que o *stretching* é muito grande, e a fase não-linear introduzida pode ser vista como uma perturbação) a evolução da envolvente  $A(z, t)$ , apenas considerando a fase introduzida pelo efeito de Kerr, pode ser descrita por:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\alpha}{2}A + i\gamma|A|^2 A \quad (2.33)$$

$A$  pode ser escrito como

$$A = \rho e^{i\phi} \quad (2.34)$$

com  $\rho$  e  $\phi$  reais. Reescrevendo a equação de evolução e separando as partes reais e imaginárias, obtém-se

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{\alpha}{2}\rho \quad (2.35)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \gamma\rho^2 \quad (2.36)$$

em que  $\rho^2$  é a intensidade do feixe (potência por unidade de área).

### 2.7.2 Simulação

Para estimar a fase introduzida por SPM foi utilizado, com algumas modificações, o código numérico usado para simular o ganho e *gain narrowing* do amplificador (secção 2.4). Com o código é possível prever a evolução da intensidade e do espectro do impulso. A partir do método descrito na secção 2.5, é calculado o tempo correspondente a cada “fatia” espectral, e daí é calculada a potência óptica. O diâmetro do feixe é estimado a partir da análise de propagação de feixes gaussianos utilizado no estudo do astigmatismo (secção 2.6). O diâmetro é assumido constante dentro do cristal, e é estimado como sendo de  $250\mu\text{m}$ .

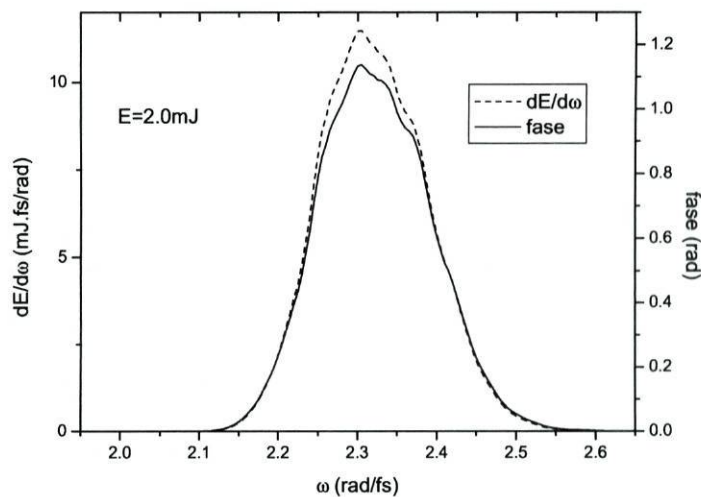


Figura 2.7: Valores simulados de um espectro amplificado e fase não-linear introduzida por SPM.

Comparando a fase calculada com o espectro amplificado é visível que a maior fonte de SPM vem das últimas passagens, onde a intensidade é maior (como de resto era esperado). É visível que a forma da fase “acompanha” a forma do espectro (fig.2.7): é por isso desejável que o espectro amplificado seja o mais suave possível, de forma a que a fase não linear introduzida também o seja. Como a dispersão

$$GDD(\omega) = \frac{\partial^2 \phi(\omega)}{\partial \omega^2} \quad (2.37)$$

depende da *variação* da fase com  $\omega$ , uma fase que varie rapidamente com  $\omega$  irá corresponder a uma maior dispersão (GDD) e será mais difícil de compensar (fig.2.8).

Segundo a simulação, a fase máxima introduzida é de cerca de  $1.1\text{rad}$ . Tipicamente considera-se um valor *bom* quando a fase máxima introduzida é da ordem de  $\pi\text{rad}$  ou menor [14].

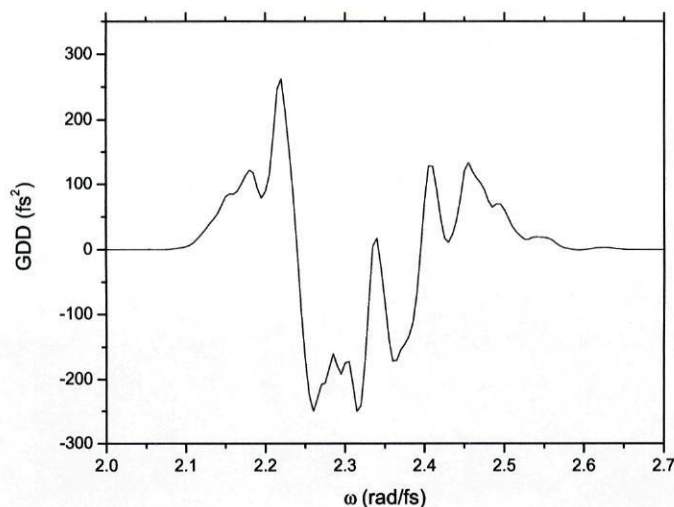


Figura 2.8: Curva de dispersão (GDD) correspondente à fase não-linear da figura 2.7

## 2.8 ASE

Até agora foi ignorado um dos problemas que ocorrem em amplificação óptica, a ASE (*Amplified Spontaneous Emission*).

A ASE resulta do facto de a bombagem do meio de ganho e o processo de amplificação em si não serem simultâneos. Na prática, a bombagem é feita alguns nanosegundos antes da chegada do impulso a ser amplificado.

O facto de a bombagem provocar inversão de população torna o meio amplificador. Então, um fóton emitido no meio por emissão espontânea terá fortes probabilidades de ser amplificado, e, num processo em cascata, gerar outros fótons ao provocar o decaimento de átomos do meio, tal como acontece num laser. Isto tem dois efeitos indesejados: diminui a inversão de população (e conseqüentemente o ganho), além de ser uma fonte de ruído.

O fluxo de fótons gerado por ASE pode ser estimado por [7]

$$F_{ASE} = \frac{\eta_F \Delta \Omega \hbar \omega_{ASE}}{4 \sigma_{ASE} T_{10}} \quad (2.38)$$

em que  $\Delta \Omega = d^2/4L^2$  é o ângulo sólido definido pela saída do amplificador e a entrada,  $T_{10}$  é o tempo de vida da fluorescência, e  $\eta_F$  é a eficiência quântica do processo.

Uma das maneiras mais óbvias de reduzir a ASE é diminuir o ângulo sólido do amplificador. Devido à geometria deste, uma parte razoável do meio amplificador

tem imagem nele próprio. Isto é, um fóton emitido na zona de ganho na direcção dos espelhos esféricos (fig.2.9) vai voltar ao meio de ganho, o que aumenta o problema. O sistema torna-se assim quase uma cavidade laser, com realimentação. É, no entanto, possível reduzir este efeito de uma maneira simples, utilizando um obstáculo com furos, de modo a reduzir o ângulo sólido de realimentação da ASE, permitindo simultaneamente a passagem do feixe a amplificar (secção 2.9.2).

Outro método de reduzir a influência de ASE é colocar absorventes saturáveis entre etapas de amplificação. A radiação emitida por ASE é menos intensa do que o impulso amplificado, e por isso mais absorvida, aumentando assim o contraste sinal/ruído.

## 2.9 Montagem Experimental

O esquema da montagem experimental está representado na figura 2.9. A fotografia do amplificador está na figura 2.10.

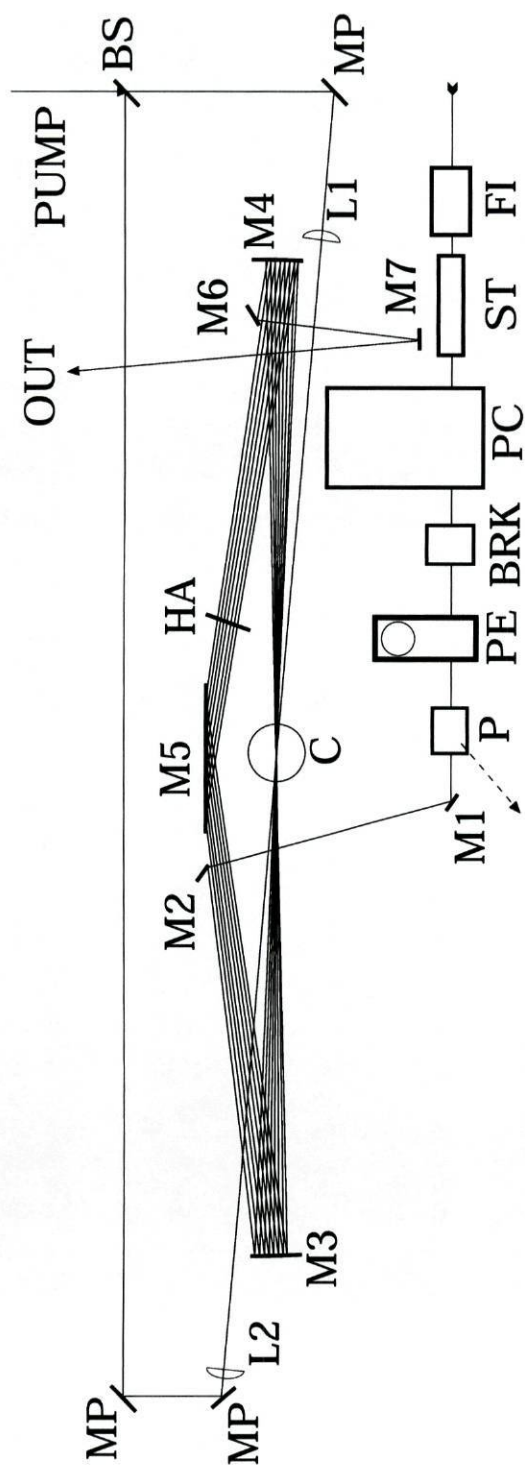


Figura 2.9: Esquema do amplificador. A legenda está na tabela 2.1.

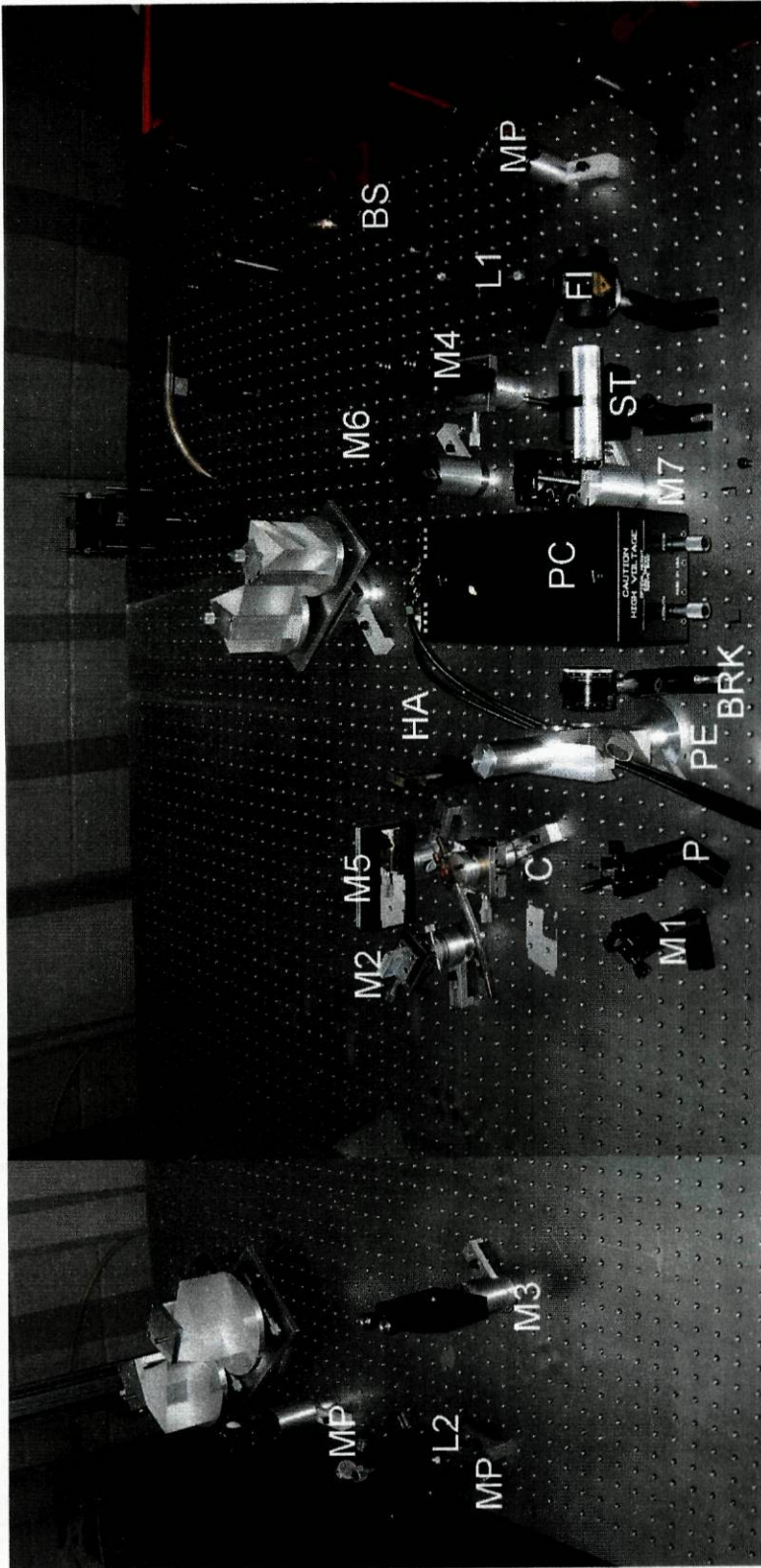


Figura 2.10: Fotografia do amplificador. São visíveis os prismas do compressor temporal.

O laser de “pump”, ou bombeamento, (não visível na figura 2.10) é um laser de Nd:YAG duplicado em frequência CONTINUUM SURELITE I. A energia por impulso disponível no verde (532nm) é de cerca de 140mJ, e a largura temporal do impulso (FWHM) é de cerca de 6ns. Para o amplificador eram utilizados, no máximo, 40mJ de energia. A taxa de repetição é de 10Hz.

O laser que gera o impulso de “seed” é um laser “home-made” [6]. Consiste num laser de Titânio:Safira bombeado por um laser de estado sólido (Spectra-Physics Millennia). A potência de saída varia entre 100 e 400mW, a largura temporal mínima de cada impulso é de cerca de 10fs, a uma taxa de repetição de 85MHz. O feixe à saída tem polarização horizontal, e um diâmetro de cerca de 1mm.

O primeiro elemento óptico na montagem é um isolador de Faraday. A função deste elemento é isolar opticamente o laser ultra-rápido do amplificador, de modo a que não exista “feedback” do amplificador para o oscilador, o que poderia causar instabilidades. Este elemento tem incluída ainda uma lâmina retardadora de quartzo de modo a rodar a polarização para que à saída seja vertical, seguido de um polarizador.

De seguida, é utilizado um “stretcher” que consiste num bloco de vidro denso (SF57), altamente dispersivo. A largura de banda disponível, associada à GDD elevada deste material, permite um factor de cerca de 1000X de alargamento temporal.

Do trem de impulsos que sai do oscilador, são seleccionados impulsos a uma taxa de 10Hz. Apenas estes serão amplificados. O selector de impulsos consiste numa célula de Pockels que actua como uma lâmina de atraso de  $\lambda/2$  controlável electronicamente. O sincronismo é conseguido utilizando um gerador de atraso Bergmann BME G02p. Um foto-detector rápido é utilizado para detectar uma reflexão parcial do feixe pulsado a 85MHz, e este sinal é enviado para o gerador de atraso, que o utiliza como relógio interno. A partir daqui, todos os sinais electrónicos de controlo são gerados. Assim, é possível controlar o funcionamento da célula de Pockels com um “jitter” inferior a 1ns. Também o laser de bombagem é controlado a partir desta unidade. O “jitter” é também inferior a 1ns. O selector de impulsos contém ainda um polarizador. O polarizador reflecte luz com polarização vertical, pelo que apenas os impulsos com polarização horizontal (aqueles em que a célula de Pockels actuou) são transmitidos para amplificação. O contraste obtido é superior a 1000.

Para efeitos de alinhamento foi utilizada uma lâmina de atraso variável do tipo *Berek*, configurada como lâmina de atraso de  $\lambda/2$ , de tal modo que todo o feixe era transmitido pelo polarizador.

### 2.9.1 Alinhamento do amplificador

O maior problema desta configuração é não existir um ajuste individual do feixe para cada passagem no cristal. Uma boa sobreposição das várias passagens é necessária para tornar o amplificador eficiente. Tal como no caso do astigmatismo (secção 2.6), o parâmetro mais importante no alinhamento do sistema é a distância do cristal

símbolo	descrição	modelo
FI	Faraday isolator	LINOS GmbH
ST	Stretcher	cilindro vidro SF57 100mm
PC	Pockels Cell c/driver	LaserMetrics 5046SC+Q1059PSG-800
BRK	Compensador polarização Berek	Laser 2000 / NewFocus
PE	Periscópio (2 espelhos prata)	NewFocus 5103
P	Polarizador	
M1	Espelho prata	NewFocus 5103
M2	Espelho dielétrico 45°	
M3,M4	Espelhos curvos dielétricos	CVI TLM2 f=500mm
M5	Espelho plano 12cm prata	CVI custom made
M6	Espelho dielétrico 45°	
M7	Espelho dielétrico 0°	CVI TLM2
C	Cristal Ti-Safira 4.5mm	Crystal Systems $\alpha = 3.5@514nm$
HA	"Hole-Array"	home-made
MP	Espelhos dielétricos 532nm	vários
L1	Lente plano-convexa f=400mm	Melles-Griot (standard visível)
L2	Lente plano-convexa f=500mm	Melles-Griot (standard visível)
BS	Beam-Splitter 50/50 532nm	

Tabela 2.1: Lista de componentes do amplificador.

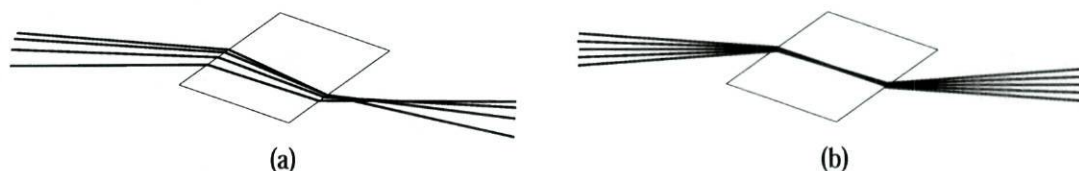


Figura 2.11: Em (a) os feixes das várias passagens intersectam-se em sítios diferentes, tornando a extracção de energia do meio menos eficiente porque o bombeamento define uma zona de ganho relativamente estreita (a situação da imagem está exagerada). Em (b) todos os feixes se intersectam no mesmo ponto.

ao espelho M5 (fig.2.9). A distância entre espelhos esféricos de focagem no cristal e colimação (M3 e M4) deverá, em princípio, ser aproximadamente igual à soma das suas distâncias focais, de modo a que o diâmetro do feixe seja aproximadamente igual de passagem para passagem. A posição do espelho M5 não é, à partida, clara. Foi notado experimentalmente que a sobreposição das várias passagens no cristal dependia principalmente da posição do espelho M5 (fig.2.11 e fig.2.9). Foi então desenvolvido um código numérico simples de traçado de raios ópticos de modo a otimizar as posições

dos vários espelhos. Conjuntamente com as restrições impostas pelo astigmatismo (secção 2.6) foi obtida uma solução que permitia uma boa sobreposição das várias passagens e baixo astigmatismo do feixe à saída. Para tal, o espelho M5 foi colocado à distância de cerca de 8cm do cristal. Note-se que para distâncias pequenas o alinhamento torna-se difícil, porque as várias passagens têm de estar muito próximas de modo a caberem no espelho M5.

O espelho M4 foi colocado numa carruagem de translação, permitindo ajustar a simetria do feixe à saída do amplificador.

O feixe de bombeamento é dividido com um “Beam-Splitter” 50/50 de modo a diminuir a intensidade incidente em cada face do cristal. Deste modo, reduz-se a probabilidade de causar danos no cristal.

Os dois feixes de bombeamento são focados *antes* do cristal. O diâmetro dos feixes de bombeamento é controlado aproximando ou afastando as lentes do cristal. Os dois feixes são alinhados independentemente, de modo a obter o maior ganho possível para uma dada distância entre a lente e o cristal. Alinhado um dos feixes, o outro é alinhado de modo a obter-se um ganho o mais próximo possível.

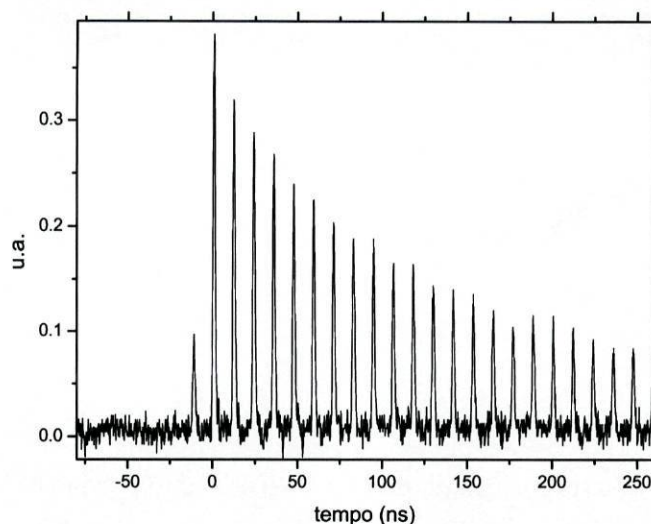


Figura 2.12: Trem de impulsos amplificado em 4 passagens, para efeitos de alinhamento (o selector de impulsos não está a ser utilizado). Os efeitos de depleção do ganho são ainda pouco visíveis.

A sobreposição espacial das várias passagens pode ser confirmada alinhando o feixe de bombeamento para amplificar a primeira passagem, e medindo depois a amplificação de cada passagem. Tipicamente, só se nota depleção de ganho a partir da sétima

passagem, pelo que o ganho por passagem nas primeiras 6 ou 7 passagens deve ser semelhante. O facto de o amplificador ser utilizado perto da saturação torna a energia do impulso de saída pouco dependente da energia do impulso à entrada. Assim são reduzidas as flutuações de energia de impulso para impulso.

### 2.9.2 Redução da ASE

A ASE (*amplified spontaneous emission*, ou emissão espontânea amplificada) pode ser limitada reduzindo a área de *feedback* acessível à emissão espontânea no cristal. Para tal foi utilizada uma placa metálica com vários furos de modo a permitir a passagem do feixe (fig.2.13). O diâmetro óptimo de cada furo não é trivial: um furo grande demais permite uma grande emissão de ASE, enquanto que um diâmetro pequeno demais irá atenuar o próprio feixe amplificado.

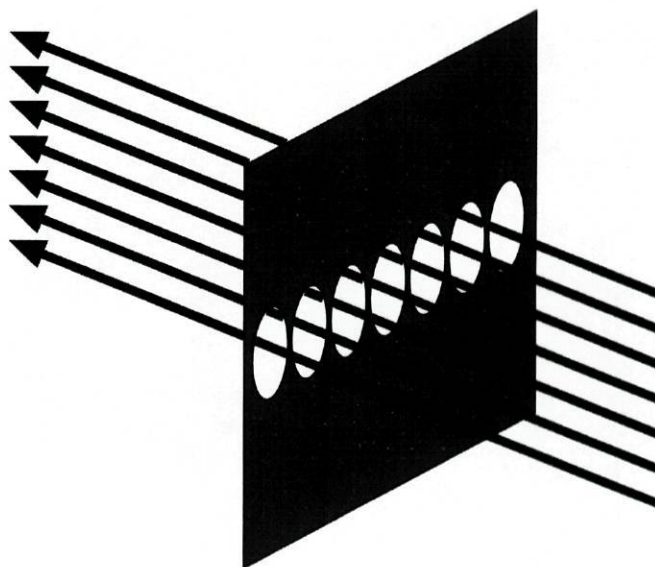


Figura 2.13: Esquema da placa metálica furada utilizada para reduzir a ASE. O diâmetro dos furos é de 2.25mm e a separação é de 2.3mm.

Partindo do estudo da evolução do diâmetro do feixe com o código usado para minimizar o astigmatismo, foi determinado que o diâmetro ideal dos furos seria aproximadamente de 2mm. A separação entre os feixes na zona em que estão colimados é de 2.3mm. Experimentou-se com furos de 2 e 2.25mm, e os melhores resultados foram obtidos com furos de 2.25mm, caso em que se obteve maior contraste entre a energia do impulso e a energia emitida por ASE.

## 2.10 Desempenho

A potência média do sistema típico é de  $20mW$ , correspondendo a uma energia de  $2mJ$  por impulso. A energia emitida por ASE é de cerca de  $0.1$  a  $0.3mJ$  por impulso. A energia emitida por ASE foi medida tapando simplesmente o feixe não amplificado à entrada do amplificador e medindo a potência emitida pelo amplificador.

## Capítulo 3

# Compressão temporal

O objectivo da compressão temporal é tornar o impulso amplificado o mais curto possível no tempo. Para um dado espectro, o impulso isolado mais curto que é possível de se obter corresponde a uma situação em que a fase espectral  $\phi(\omega)$  obedece à condição

$$\frac{\partial^2 \phi(\omega)}{\partial \omega^2} = 0 \quad (3.1)$$

em todo o espectro, ou seja, ausência de GDD (Group Delay Dispersion) em todo o espectro, o que corresponde a ausência de dispersão de ordens superiores. Uma variação linear da fase com a frequência corresponde simplesmente a uma translação no tempo, por isso é frequente ver na literatura a condição anterior ser escrita apenas como  $\phi(\omega) = 0$ . Um meio óptico “normal” apresenta dispersão positiva, isto é,  $GDD > 0$ . O método mais directo de a compensar seria utilizar meios com dispersão negativa. O problema é que os meios apresentam dispersão negativa em zonas de grande absorção, pelo que não são utilizáveis.

Fork[8] mostrou que é possível, utilizando prismas de materiais com dispersão positiva, introduzir dispersão negativa num feixe utilizando a geometria da figura 3.1. A ideia é separar espacialmente as várias componentes espectrais, fazê-las percorrer diferentes distâncias, e recombiná-las.

Outro método consiste em usar redes de difracção reflectoras. A ideia continua a ser a mesma, ou seja, separar espacialmente as várias componentes espectrais. É, aliás, possível introduzir maior dispersão com redes, já que o seu poder dispersivo é também, tipicamente, maior.

Mais recentemente, tornou-se corrente a utilização de espelhos com modulação de índice de refracção (*chirped mirrors*) para compensar a dispersão. Estes são espelhos dieléctricos multi-camadas, em que diferentes comprimentos de onda têm distâncias de penetração diferentes nos espelhos. A quantidade de GDD negativa introduzida por estes espelhos é, no entanto, bastante limitada, pelo que são normalmente utilizados para compensações “finas”, ou seja, conjuntamente com prismas ou redes de difracção.

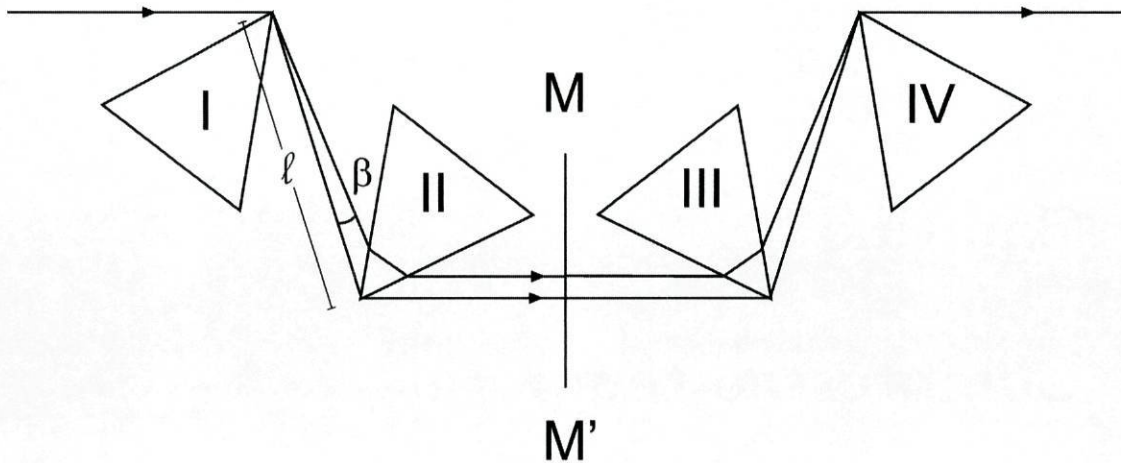


Figura 3.1: Sequência de quatro prismas com dispersão negativa. A configuração é simétrica segundo o plano  $MM'$ [8].

Neste trabalho foram utilizados prismas por três motivos: introduzem menos perdas do que as redes, são mais fáceis de alinhar, e é mais fácil alterar a dispersão introduzida pelo sistema.

### 3.1 Dispersão do amplificador

A maioria dos elementos do amplificador têm curvas de dispersão conhecidas. O método mais usual para calcular a dispersão de materiais é utilizar curvas de índice de refração ajustadas por coeficientes de Sellmeier [13]. Para a célula de Pockels e isolador de Faraday, os fabricantes forneceram indicações sobre os materiais usados e espessuras. Para os espelhos de focagem, foram utilizadas as curvas de dispersão fornecidas pelo fabricante (CVI Laser, fig.3.2). A dispersão dos espelhos de prata é desprezável. Os restantes espelhos dielétricos não foram considerados, por os fabricantes serem desconhecidos, e por a sua contribuição ser pequena.

A partir da curva  $n(\omega)$  é calculada a fase  $\phi(\omega)$  introduzida por cada elemento de material atravessado

$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c}n(\omega)L \quad (3.2)$$

em que  $L$  é a espessura de cada material. A fase total é simplesmente a soma de todas as fases introduzidas por cada material. O tempo de percurso associado a cada frequência óptica é

$$\tau(\omega) = \frac{\partial\phi(\omega)}{\partial\omega} \quad (3.3)$$

e a dispersão GDD é dada por

$$GDD(\omega) = \frac{\partial^2 \phi(\omega)}{\partial \omega^2} \quad (3.4)$$

Para o caso dos espelhos esféricos CVI, a curva  $\phi(\omega)$  pode ser obtida por integração da curva  $GDD(\omega)$ .

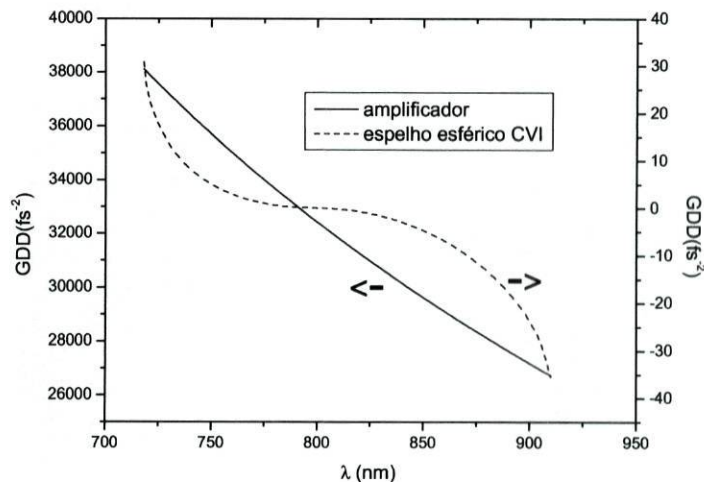


Figura 3.2: GDD introduzida pelo amplificador (sem espelhos) e pelos espelhos esféricos CVI.

A dispersão dos espelhos torna-se importante principalmente porque existem 16 reflexões nestes (para 8 passagens de amplificação).

### 3.2 Par duplo de prismas (Proctor-Wise)

Esta configuração, conhecida como sequência *Proctor-Wise*, foi pela primeira vez sugerida por (surpresa...) Proctor e Wise [15].

A vantagem desta configuração em relação ao par simples é a de permitir uma menor distância entre prismas, o que se traduz em sistemas mais compactos. Esta vantagem é particularmente importante em amplificadores, já que a dispersão introduzida pelos elementos (principalmente o *stretcher*) é largamente superior à existente numa cavidade laser Ti-Safira.



A fase introduzida entre os planos  $P$  e  $P'$  (Fig.3.3) pode ser escrita como [8],[3]

$$P(\lambda) = AB + BC\cos\beta_1(\lambda) + CD\cos\beta_2(\lambda) + DE\cos\beta_3(\lambda) + EF \quad (3.5)$$

onde

$$BC = l_1 \quad (3.6)$$

$$CD = l_2(d, x) \quad (3.7)$$

$$DE = l_3 \quad (3.8)$$

e

$$\beta_1(\lambda) = \phi_2(\lambda) - \theta_1 \quad (3.9)$$

$$\beta_2(\lambda) = \delta_1 - \phi_4(\lambda) \quad (3.10)$$

$$\beta_3(\lambda) = \theta_7(\lambda) - \phi_8 \quad (3.11)$$

Os percursos  $AB$  e  $EF$  não são tidos em conta porque se despreza a dispersão do ar.

A partir da análise do diagrama da Fig.3.3, utilizando a lei de Snell, conclui-se que:

$$\phi_2(\lambda) = \arcsin \left[ n(\lambda) \sin \left[ \alpha - \arcsin \left( \frac{\sin\theta_1}{n(\lambda)} \right) \right] \right] \quad (3.12)$$

$$\phi_4(\lambda) = \arcsin \left[ n(\lambda) \sin \left[ \alpha - \arcsin \left( \frac{\sin(\gamma_1 - \phi_2(\lambda))}{n(\lambda)} \right) \right] \right] \quad (3.13)$$

e

$$\theta_7(\lambda) = \phi_2(\lambda) \quad (3.14)$$

$$\phi_8 = \theta_1 \quad (3.15)$$

Os ângulos  $\theta_1$ ,  $\alpha$ ,  $\gamma_1$  e  $\gamma_2$  são parâmetros e estão definidos à partida.  $\theta_1$  é escolhido de modo a ser o ângulo de Brewster para  $\lambda = 800nm$ , ou seja, o comprimento de onda central da radiação; o ângulo  $\alpha$  é definido na fabricação dos prismas, e é definido como o ângulo para se obter desvio mínimo para  $\lambda = 800nm$ . Os ângulos  $\gamma_1$  e  $\gamma_2$  são escolhidos de modo a que no prisma seguinte se obtenha novamente a condição de Brewster e de desvio mínimo.

Assim, tem-se:

$$\theta_1 = \arctan(n(\lambda_0)) \quad (3.16)$$

$$\alpha = \pi - 2\theta_1 \quad (3.17)$$

$$\gamma_1 = \gamma_2 = 2\theta_1 \quad (3.18)$$

em que  $\lambda_0 = 800nm$ , e  $n(\lambda)$  é o índice de refração do material dos prismas, neste caso sílica.

Os ângulos  $\delta_2$  e  $\delta_1$  dependem da inserção  $x$  e da distância entre prismas  $d$  e podem ser escritos como

$$\delta_2(d, x) = \arctan\left(\frac{d \tan(2\theta_1 - \alpha) + x}{d}\right) \quad (3.19)$$

$$\delta_1(d, x) = \delta_2(d, x) + \alpha - \theta_1 \quad (3.20)$$

A distância  $l_2$  pode ser escrita como

$$l_2(d, x) = \sqrt{d^2 + [d \tan(2\theta_1 - \alpha) + x]^2} \quad (3.21)$$

A inserção  $x$  pode ser resultante da inserção dos dois pares de prismas. No primeiro par de prismas, irá ser necessária uma determinada inserção, devido ao diâmetro finito do feixe. No segundo par de prismas, é principalmente a largura do espectro que vai determinar uma inserção mínima.

A fase introduzida é

$$\phi(\omega, d, x) = \frac{\omega}{c} P(\omega, d, x) \quad (3.22)$$

e a dispersão de velocidade de grupo (*Group Delay Dispersion*, ou GDD) é

$$GDD(\omega, d, x) = \frac{\partial^2 \phi(\omega, d, x)}{\partial \omega^2} \quad (3.23)$$

Na prática, é usado um espelho no plano  $P'$  que reflecte o impulso na direcção incidente, mas no sentido contrário. Os feixes incidente e reflectido têm inclinações ligeiramente diferentes de modo a que o feixe final tem uma altura diferente. Isto tem também como resultado que a fase (e correspondente GDD) introduzida é duplicada.

### 3.3 Simulação

Foi escrito um código numérico para determinar a distância óptima entre prismas para a compressão do impulso. O código consiste em percorrer o espaço  $d, x$ , calcular a fase introduzida pelos prismas, somá-la à fase introduzida pelo amplificador, e, utilizando o espectro amplificado experimental, determinar a forma do impulso por DFT (Discrete Fourier Transform). Na figura 3.5 é apresentado o resultado da simulação para o impulso mais curto obtido usando a compressão com os prismas, comparado com o impulso para o caso em que a dispersão é completamente anulada. É possível ver na figura 3.6 que existe uma quantidade razoável de GDD que não é compensável com os prismas. A GDD pode ser apenas compensada para um dado comprimento de onda central, sobrando termos superiores de dispersão. Um valor mínimo de inserção  $x$  está determinado pelas dimensões do feixe e pela largura espectral. Numericamente,

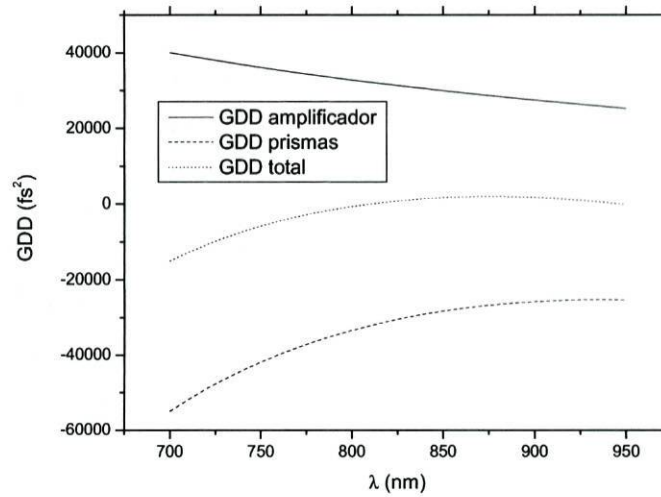


Figura 3.4: GDD total introduzida pelos vários componentes do amplificador, prismas, e resultante da sua soma.

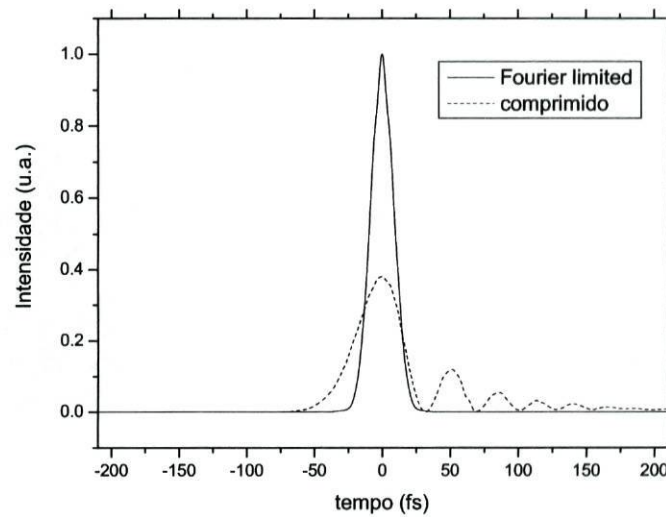


Figura 3.5: Comparação entre o impulso limitado em transformada de Fourier e o impulso comprimido utilizando os prismas.

conclui-se que o melhor resultado é obtido para este valor mínimo de  $x$ . Os valores

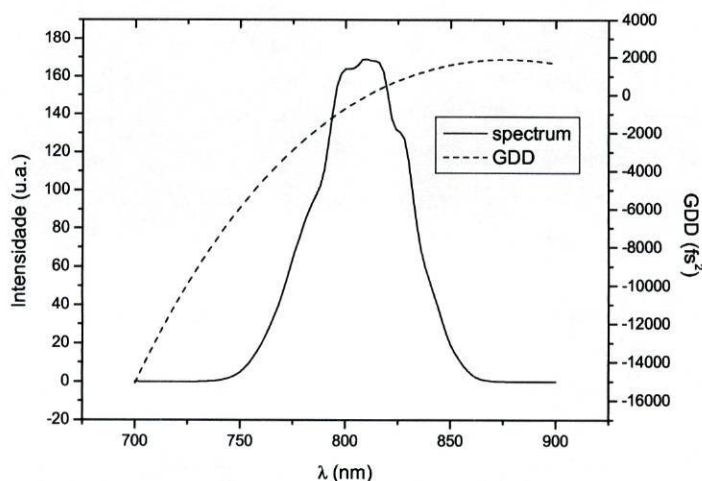


Figura 3.6: GDD residual pós-compressão pelos prismas.

determinados foram

$$d = 3.62m \quad (3.24)$$

$$x = 45mm \quad (3.25)$$

A distância correspondente entre vértices de prismas  $l_2$  é

$$l_2 = 4.89m \quad (3.26)$$

Para testar experimentalmente a validade da simulação, foi realizada uma autocorrelação de segunda ordem do feixe (não-amplificado) após passar por todo o amplificador, e pelo compressor de prismas. O oscilador permite um bom *spectral shaping*[6], pelo que é relativamente fácil ter o oscilador a produzir impulsos com um espectro praticamente igual ao espectro dos impulsos amplificados. O resultado da autocorrelação medida é comparado com a autocorrelação simulada para o impulso comprimido da figura 3.5. A semelhança das duas curvas (fig. 3.7) apoia os resultados simulados.

### 3.4 Espelhos com modulação de índice de refração

Utilizando o mesmo código numérico, foi simulado o comportamento do sistema utilizando espelhos com modulação de índice de refração (Szipocz TOD 32). Estes espelhos apresentam dispersão de terceira ordem (TOD) contrária à residual do resto do sistema, pelo que é de esperar que tornem possível a redução da duração do impulso

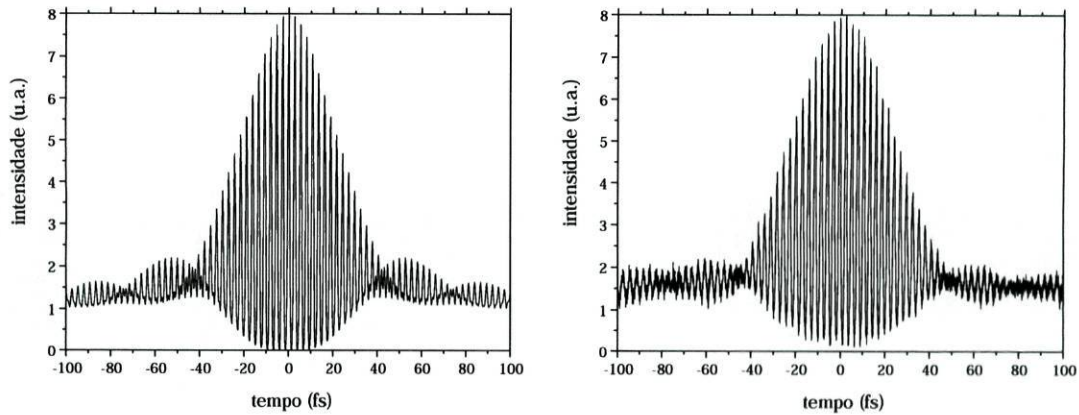


Figura 3.7: Autocorrelação de segunda ordem simulada e medida experimentalmente, após compressão pelos prismas.

amplificado. A dispersão dos espelhos foi medida experimentalmente (Apêndice A) e comparada com a fornecida pelo fabricante (fig. 3.8). Foi usado como critério de

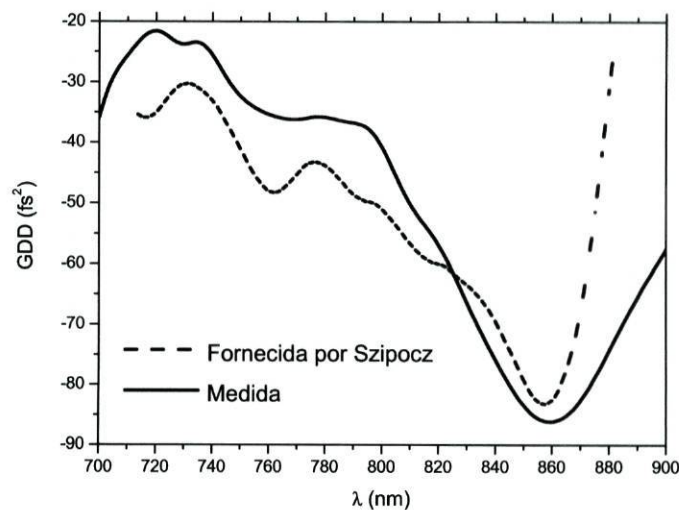


Figura 3.8: Curvas de dispersão medidas e fornecidas pelo fabricante, para os espelhos TOD 32

otimização a potência de pico máxima. O melhor resultado obtido corresponde a 40 reflexões. O resultado simulado é apresentado na figura 3.9.

É importante notar que os resultados aqui apresentados dependem do espectro do

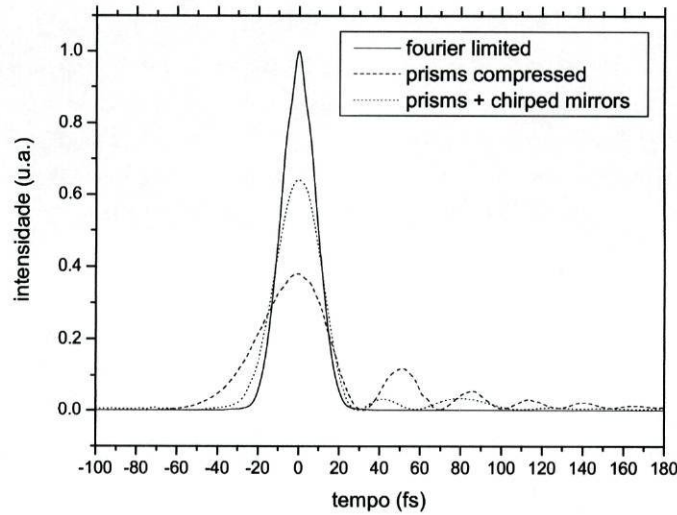


Figura 3.9: Simulação para compressão apenas com prismas, e com prismas e espelhos modulados em índice de refração.

impulso amplificado. Uma boa aproximação à melhor solução é utilizar a configuração que permita ter GDD total nula à frequência central do espectro.

Outro aspecto importante a ter em conta é o parâmetro a maximizar na otimização da compressão temporal. Típicamente, os critérios são a largura a meia altura (FWHM), a intensidade de pico, ou o desvio padrão no tempo  $\langle \Delta t^2 \rangle$ . Para o caso de um impulso gaussiano, qualquer destes critérios vai levar ao mesmo resultado. No caso presente, a forma final do impulso, que evidencia uma quantidade apreciável de “pós-impulsos”, faz com que o problema seja menos claro, e otimizar o sistema para um parâmetro não o otimiza necessariamente para os outros. Aqui o critério utilizado foi o de maximizar a intensidade de pico.

## Capítulo 4

### Conclusões e trabalho futuro

Os resultados obtidos foram considerados satisfatórios. Foram conseguidos impulsos de 2 a 4 mJ, com durações estimadas de menos de  $50\text{ fs}$  FWHM (largura total a meia altura). Não foram realizadas medições temporais directas dos impulsos amplificados pois não existiam meios de diagnóstico adequados para sistemas a baixa frequência (10 Hz). No entanto, as intensidades geradas são suficientes para produzir plasmas no ar, e gerar supercontínuo em materiais *bulk*, como um pedaço de vidro, evidência directa da duração ultra-curta dos impulsos.

Os próximos passos no sentido de otimizar o amplificador seriam o aumento da largura espectral, utilizando para tal um filtro que introduz perdas no máximo da curva de ganho do amplificador, aumentando a largura efectiva de ganho, e a optimização da compressão temporal, utilizando para tal espelhos modulados em índice de refração de modo a compensar a dispersão residual (ou seja, a que não é compensada pelos prismas).

É ainda fundamental a utilizar meios de diagnóstico que permitam uma caracterização completa dos impulsos amplificados (i.e., FROG, *Frequency Resolved Optical Gating*) de modo a identificar a fase residual introduzida por outros efeitos (nomeadamente SPM) e comparar valores experimentais com os resultados numéricos.



## Apêndice A

# Medição da dispersão de elementos ópticos

A fase introduzida por elementos ópticos pode ser medida utilizando um interferômetro. Considere-se um interferômetro de Michelson, utilizando luz branca, e com um dos braços móveis. A intensidade à saída do interferômetro, em função do atraso  $\tau$  introduzido pelo braço móvel, é[4]

$$I_I(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} |E_r(t - \tau) + E_t(t)|^2 dt \quad (\text{A.1})$$

em que os índices dos campos  $r$  e  $t$  denotam, respectivamente, “referência” e “teste”.

Se ambos os braços tiverem a mesma transmissividade, os espectros dos campos serão diferentes apenas em *fase*. As transformadas de Fourier  $e(\omega)$  respectivas podem ser relacionadas então por

$$e_t(\omega) = e_r(\omega) \exp[i\phi_t(\omega)]. \quad (\text{A.2})$$

Expandindo a equação A.1 obtém-se

$$I_I(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} 2I(t)dt + \int_{-\infty}^{+\infty} [E(t)_t E_r^*(t - \tau) + E_t^*(t) E_r(t - \tau)] dt \quad (\text{A.3})$$

e

$$I_I(\tau) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} I_r(t)dt + FT^{-1}\{p(\omega) \exp[i\phi_s(\omega) + \pi]\} + FT^{-1}\{p(-\omega) \exp[-i\phi_s(-\omega) - \pi]\} \quad (\text{A.4})$$

em que  $FT^{-1}$  denota a operação de transformada de Fourier inversa, e

$$p(\omega) = |e_r(\omega)|^2 = |e_s(\omega)|^2 \quad (\text{A.5})$$

é a potência espectral da luz de qualquer um dos braços.

Calculando a transformada inversa do interferograma (eq.A.4), obtém-se um termo D.C. e dois termos conjugados, cuja fase é a diferença de fase dos dois braços. No

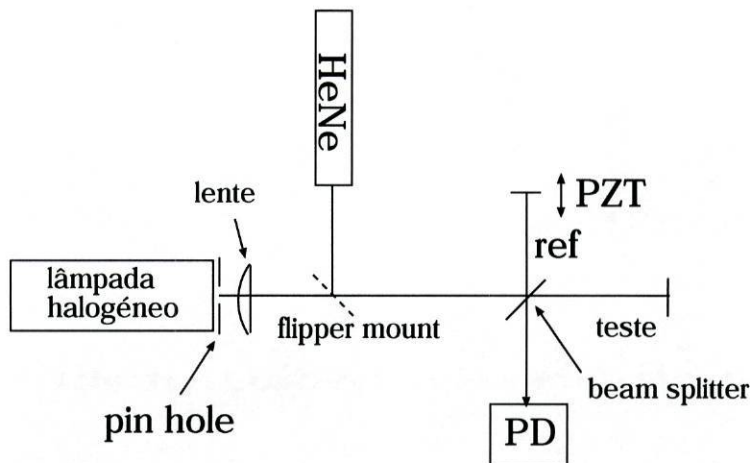


Figura A.1: Esquema da montagem experimental utilizada para medir a dispersão de elementos ópticos

caso de um interferômetro perfeitamente equilibrado, a fase será nula. Caso contrário, existirá uma fase, introduzida pelos elementos dispersivos.

Experimentalmente, a medida pode ser feita utilizando um interferômetro não equilibrado em dispersão. É realizado um interferograma apenas com o interferômetro, e de seguida é realizado outro interferograma com o elemento óptico cuja dispersão se deseja determinar. A partir das transformadas de Fourier são determinadas as curvas de fase respectivas, e a fase introduzida pelo elemento em teste pode ser obtida simplesmente subtraindo a fase intrínseca do interferômetro.

Na medição da dispersão de um material óptico transmissivo (fig. A.1) (vidro, por exemplo) coloca-se simplesmente uma amostra no braço de teste. Naturalmente, deve-se ter em conta que o vidro é atravessado duas vezes. Na medição de um espelho, basta substituir o espelho de prata do braço de teste (utilizaram-se espelhos de prata porque a dispersão é desprezável) pelo espelho de teste.

A calibração temporal/espacial é feita utilizando um laser de HeNe. Medindo, nas mesmas condições, um interferograma, utilizando uma fonte monocromática em vez de uma fonte de luz branca, faz-se a calibração do deslocamento do espelho no braço de referência. A iluminação era facilmente trocada utilizando um suporte de espelho montado num *flipper* (um suporte que pode ser mudado de posição de forma reprodutível). O laser de HeNe é útil também para o alinhamento inicial do sistema.

A fonte de luz branca utilizada foi uma fonte de halógeno (15V, 100W). Foi utilizado um *pin-hole* de  $500\mu\text{m}$  de modo a ter-se coerência espacial suficiente para um bom contraste no interferograma, e uma lente para colimar a luz. O espelho do braço

de referência era movido utilizando uma carruagem de translação actuada por um elemento piezoeléctrico (Physik Instrument). O divisor de feixe utilizado tem uma banda larga (cerca de 650nm a 950nm, FemtoLasers) 50/50.

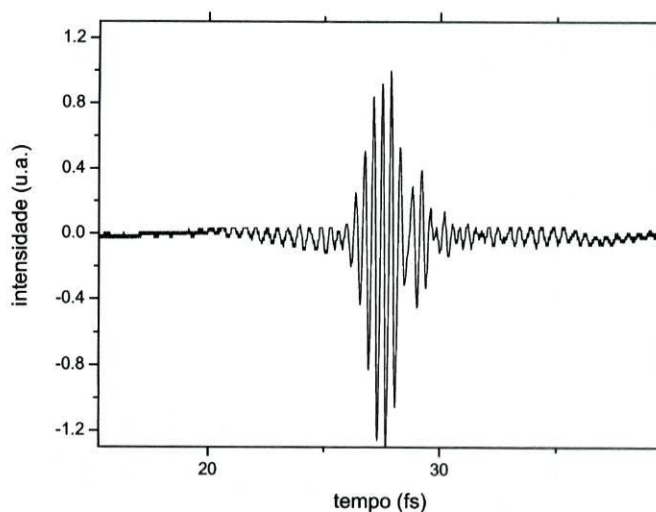


Figura A.2: Interferograma obtido na medição da dispersão de um espelho modulado em índice de refração.

Na figura A.2 é apresentado o interferograma obtido na medição do espelho modulado em índice de refração Szipocz TOD 32.

A curva de dispersão  $GDD(\omega)$  é facilmente calculada derivando a curva  $\phi(\omega)$  (secção 1.2). Os resultados experimentais estão apresentados na figura 3.8.



## Referências

- [1] C. Le Blanc, P. Curley, and F. Salin. Gain-narrowing and gain-shifting of ultra-short pulses in Ti:sapphire amplifiers. *Optics Communications*, 131(4-6):391–398, November 1996.
- [2] T. Brabec and F. Krausz. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics. *Reviews of Modern Physics*, 72(2):545–590, April 2000.
- [3] Z. Cheng, F. Krausz, and Ch. Spielmann. Compression of 2mJ kilohertz laser pulses to 17.5 fs by pairing double-prism compressor: analysis and performance. *Optics Communications*, (201):145–155, January 2002.
- [4] I. G. Cormack, F. Baumann, and D. T. Reid. Measurement of group velocity dispersion using white light interferometry: A teaching laboratory experiment. *American Journal of Physics*, 68(12):1146–1150, December 2000.
- [5] NEWPORT Corporation. Gaussian beam optics tutorial. <http://www.newport.com/servicesupport/Tutorials/default.aspx?id=112>.
- [6] Helder M. Crespo. *Cascaded four-wave mixing processes and laser pulse generation in ultrafast nonlinear optics*. PhD thesis, Universidade Técnica de Lisboa, Instituto Superior Técnico, May 2006.
- [7] Jean-Claude Diels and Wolfgang Rudolph. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena : fundamentals, techniques, and applications on a femtosecond time scale*. Academic Press, 1996.
- [8] R.L. Fork, O.E. Martinez, and J.P. Gordon. Negative dispersion using pairs of prisms. *Optics Letters*, 9(5):150–152, May 1984.
- [9] Eugene Hecht. *Optics*. Benjamin Cummings, 2001.
- [10] H. Kogelnik, E.Ippen, A. Dienes, and C. Shank. Astigmatically compensated cavities for CW dye lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 8(3):373–379, March 1972.
- [11] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, and G. Mourou. Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24(2):398–403, February 1988.

- [12] P.F. Moulton. Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. *J.Opt.Soc.Am.B*, 3(1):125–133, January 1986.
- [13] Optical Society of America. *Handbook of Optics*, volume 2. McGraw-Hill, 2 edition, 1994.
- [14] M. D. Perry, T. Ditmire, and B. C. Stuart. Self-phase modulation in chirped pulse amplification. *Optics Letters*, 19(24):2149–2151, December 1994.
- [15] Bob Proctor and Frank Wise. Quartz prism sequence for reduction of cubic phase in a mode-locked Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> laser. *Optics Letters*, 17(18):1295–1297, September 1992.
- [16] A. E. Siegman. *Lasers*. University Press, Oxford, 1986.

