



**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E
NUCLEARES**

Autarquia associada à Universidade de São Paulo

**Estudo da propagação de pulsos Laser através de um
Sistema Amplificador de Pulsos Ultracurtos para o
Desenvolvimento de um Alargador Temporal do tipo
Öffner**

Thiago da Silva Cordeiro

Dissertação apresentada como
parte dos requisitos para obtenção
do Grau de Mestre em Ciências na
área de Tecnologia Nuclear –
Materiais.

**Orientador:
Dr. Ricardo Elgul Samad**

Agradecimentos

Agradeço,

Ao Prof. Dr. Ricardo Elgul Samad, pela orientação intelectual e científica, pela amizade, por acreditar em mim, por me ensinar como funciona a vida científica, por me ensinar como pesquisar sendo independente, o que me trouxe a auto-confiança necessária para a realização desse trabalho.

Ao Prof. Dr. Nilson Dias Vieira Júnior, pela amizade, orientação intelectual e científica, e por acreditar desde o início que este trabalho seria realizado.

Ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo pela minha formação como Bacharel.

Ao CNPq — Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico — pela bolsa de mestrado a mim concedida.

À FAPESP - Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo - pelo apoio financeiro na forma de projetos que viabilizaram o presente trabalho.

Ao IPEN - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares - pela oportunidade da realização deste trabalho de mestrado e por toda a infra-estrutura disponibilizada.

À Profa. Dra. Sonia Lícia Baldochi pelo apoio administrativo e científico de grande importância para o trabalho.

Ao Dr. Anderson Zanardi de Freitas, por seu constante trabalho no Laboratório de Lasers Compactos de Altíssima Potência e inúmeras trocas de idéias.

Ao Dr. Luiz Vicente Gomes Tarelho pela presença constante em todos os importantes momentos da minha formação como físico e por sua sempre presente orientação.

Aos Drs. Niklaus Ursus Wetter pelas discussões no decorrer deste trabalho e pelas observações importantes dadas em meu *Seminário de Área*.

Ao corpo técnico do Centro de Lasers e Aplicações: Tort pela ajuda com a parte eletrônica; Marcão e Paulinho, pela confecção de peças e Solange pela confecção de filmes e espelhos.

À Dra. Denise Maria Zezell, e os Drs. Armando Mirage e Eduardo Landulfo pelas discussões importantes para minha formação.

À Elsa pela amizade e carinho ao longo desses anos que estou no CLA e por toda sua eficiência em resolver todos os problemas administrativos que apareceram.

Aos alunos Evanildo Santos, Horácio Marconi, Jair Moraes, Jonas Jakutis, Fabíola Camargo, Marcus Rael, Marcello Magri, Leandro Matioli, Tiago Martini, Daniel Toffoli, Flávia Rodrigues, Fernando Silva, Gerson Nakamura e Douglas Ramos, pela amizade, discussões e trocas de idéias ao longo de todos esses anos.

À todos os demais bolsistas e funcionários do Centro de Lasers e Aplicações do IPEN.

Aos meus pais, Elias Cordeiro e Cândida Ap. da Silva Cordeiro, e minha irmã Ludmilla da Silva Cordeiro, pelo apoio incondicional e por acreditarem no meu futuro como pesquisador.

Ao meu primo Gredston Eduardo Cordeiro por acreditar em mim muito antes do início de minha graduação e por estar sempre presente na minha vida como um irmão.

Aos meus primos Ranieri Gomes, Aline Gomes e Rafael Gomes pelo apoio sempre próximo. Meus tios Cristina e Oswaldo pelo carinho e apoio.

Aos meus tios e tias: Joel Cordeiro, Marta Cordeiro, Eliana Cordeiro, Douglas Cordeiro por toda formação pessoal que me proporcionaram e por acreditarem que eu chegaria até aqui.

Ao meu amigo Sérgio Yamada sempre presente em minha vida pessoal e profissional, como um irmão.

Agradeço a todos que direta ou indiretamente contribuíram para que este trabalho fosse idealizado, realizado e defendido.

Estudo da propagação de pulsos Laser através de um Sistema Amplificador de Pulsos Ultracurtos para o Desenvolvimento de um Alargador Temporal do tipo Öffner

Thiago da Silva Cordeiro

Resumo

Foi feito o estudo da propagação de pulsos laser através de um sistema amplificador de pulsos ultracurtos com meios dispersivos e modificadores de banda espectral. Deu-se ênfase à concepção de um alargador (ou alongador) de pulsos ultracurtos para substituir o já existente no sistema CPA híbrido de Ti:Safira/Cr:LiSAF em operação no Centro de Lasers e Aplicações do IPEN/CNEN-SP.

Fez-se o desenvolvimento teórico e o estudo de um alongador temporal do tipo Öffner, livre de aberrações esféricas, objetivando obter uma razão de alargamento superior à existente no sistema em operação. Estudou-se também a influência das componentes de fase do sistema na duração final dos pulsos amplificados, e o sistema atual teve seus componentes limitantes de largura de banda mapeados, com o objetivo de conhecer as condições nas quais um novo alongador temporal deve ser inserido no sistema. Com base nessas medidas, foram implementadas rotinas computacionais para se determinar as consequências da passagem de um pulso por um componente limitante de largura de banda.

Study of Laser pulses propagation through an ultrashort pulse amplifying systems for the development of an Öffner temporal stretcher

Thiago da Silva Cordeiro

Abstract

The study of laser pulses propagation through an ultrashort pulses amplifying system containing dispersive and spectral modifying media was performed. The study emphasis was the development of an ultrashort pulse stretcher to replace the one inside a hybrid Ti:Sapphire/Cr:LiSAF CPA system operating at the Center for Lasers and Applications at IPEN/CNEN-SP.

A spherical aberration free Öffner stretcher was theoretically studied, aiming to obtain a stretching ratio larger than the one available in our system. The influence of the phase components in the amplified pulse final duration was also studied, and the bandwidth limiting elements of the system in operation were mapped, with the purpose of determining the conditions under which a new stretcher should be implemented. Based on the actual measurements, computing routines were implemented in order to determine the consequences of an ultrashort pulse travelling through a bandwidth limiting component.

SUMÁRIO

AGRADECIMENTOS	II
RESUMO	IV
ABSTRACT	V
ÍNDICE DE FIGURAS	VII
ÍNDICE DE TABELAS	XI
LISTA DE CONSTANTES, SÍMBOLOS E ABREVIATURAS	XII
1. OBJETIVOS	1
2. JUSTIFICATIVA	2
3. INTRODUÇÃO	3
4. FUNDAMENTOS	8
4.1. <i>CPA - Chirped Pulse Amplification</i>	8
4.2. <i>Oscilador Principal</i>	10
4.2.1. <i>Travamento de modos (Mode-Locking)</i>	10
4.2.1.1. <i>Travamento de modos ativo</i>	13
4.2.1.2. <i>Travamento de modos passivo</i>	13
4.2.1.2.1. <i>Travamento de modos passivo por lente Kerr</i>	15
4.3. <i>Dispersão</i>	16
4.3.1. <i>Propagação de um pulso em um Meio Transparente</i>	16
4.3.2. <i>Dispersão de um Meio Transparente</i>	22
4.3.3. <i>Alongador e Compressor de pulsos</i>	25
4.4. <i>Alongador do tipo Öffner</i>	31
4.5. <i>Medida da duração temporal de pulsos: autocorrelação</i>	33
4.5.1. <i>Técnicas de caracterização de pulsos ultracurtos</i>	34
4.5.2. <i>Autocorrelação de segunda ordem</i>	35
4.5.3. <i>Autocorrelador de pulso único</i>	37
5. PARTE EXPERIMENTAL	39
5.1. <i>Laboratório</i>	39
5.2. <i>Determinação da limitação da largura de banda nos componentes ópticos do sistema atual</i>	44
5.3. <i>Simulações do efeito de corte nas bordas do espelho</i>	54
5.4. <i>Cálculo de sistemas Öffner de 1 passagem e 2 passagens</i>	64
6. CONCLUSÕES	70
7. REFERÊNCIAS	72

Índice de Figuras

Figura 1 - Vista de 5 das 10 cadeias de amplificação de pulsos do laser NOVA do Laboratório Nacional Lawrence Livermore, logo após o término de sua construção em 1984. Cada cadeia de amplificação produzia um feixe com 74 cm de diâmetro, gerando aproximadamente 10 TW de potência em 1 nanossegundo (10 kJ por pulso).	5
Figura 2 – a) Linha azul: Intensidade e potência de lasers de bancada em função do ano. b) desenvolvimento dos lasers de TW – região amarela: primeiros lasers em laboratórios nacionais; região verde: tecnologia de pulsos longos; região azul: tecnologia “CPA”.	5
Figura 3 - Fotografia da câmara de experimentos do laser NIF. Os créditos da foto são dados ao Livermore National Security, LLC, Lawrence Livermore National Laboratory.	7
Figura 4 - Projeto Hiper europeu para fusão e estudo de ciências em fronteiras do estudo de materiais e astrofísica.	7
Figura 5 - Representação artística do <i>ELI</i>	8
Figura 6 - Módulos básicos de um sistema CPA. O pulso gerado no oscilador principal, com energia ϵ_0 e largura temporal τ_p , é alargado temporalmente por um fator até 10^4 , em seguida é amplificado por 10^{12} vezes, e então é comprimido para aproximadamente a largura temporal inicial.	9
Figura 7 - Representação de um laser operando em travamento de modos (Mode-Locking). ..	11
Figura 8 – Espectro de saída do laser, mostrando a estrutura de modos longitudinais da cavidade modulada pelo ganho do laser.	12
Figura 9 - Travamento de modos por lente Kerr (KLM). Um pulso de maior intensidade é mais focalizado pelo efeito de lente Kerr e sofre menos perdas na íris, sendo selecionado pelo ressonador.	16
Figura 10 - Simulação numérica da propagação, na direção z , de um pulso gaussiano através de um meio dispersivo não-absorvente. O pulso é alargado ao longo do tempo, e sua energia permanece constante.	20
Figura 11 - Campo elétrico de um pulso gaussiano cuja fase possui uma dependência.	20
Figura 12 - Partes Real (índice de refração, linha contínua) e Imaginária (absorção, linha tracejada) da raiz quadrada da constante dielétrica no modelo de Drude. O índice de refração apresenta dispersão anômala (região sombreada) ao redor de uma absorção centrada em λ_0 . ..	24
Figura 13 - Configuração de um alongador (a) e um compressor (b) de pulsos. O Alongador é composto por um telescópio entre um par de grades anti-paralelas. Neste caso é importante notar que os comprimentos de onda vermelhos percorrem um caminho óptico menor que os comprimentos de onda azuis. O compressor é composto por um par de grades paralelas, em que os comprimentos de onda azuis percorrem um caminho menor que os vermelhos.	26

Figura 14 - Esquema de um compressor de grades paralelas introduzido por Treacy ^[71] e colaboradores. É introduzida uma dispersão negativa, onde as componentes próximas ao azul percorrem um caminho óptico menor que as componentes de frequência próximas ao vermelho.....	27
Figura 15 - Alongador temporal construído com duas grades de difração, um telescópio e um espelho retro-refletor para que o feixe retrace o seu caminho pelo sistema. O telescópio é inserido entre as duas grades para reconstruir a onda esférica. As lentes nesta representação são finas e ideais.	30
Figura 16 – Esquema de um alongador do tipo Öffner. Para o caso de uma passagem o caminho do feixe é descrito por G-E1-E2-E1-G e sai do sistema. Para o caso de dupla passagem pelo sistema, o caminho é descrito pela sequência G-E1-E2-E1-G-ER-G-E1-E2-E1-G e sai do sistema alongador.....	32
Figura 17 - Esquema de um alongador Öffner calculado por Jiang e colaboradores, incluindo dois espelhos (côncavo e convexo) e uma grade de difração, assim como, todos os ângulos e distâncias envolvidos.	33
Figura 18 - Autocorrelador de intensidade de segunda ordem.	36
Figura 19 – Esquema óptico de um auto-correlador de pulso único. As réplicas atrasadas do pulso incidente são focalizadas com a ajuda de lentes cilíndricas (CL) em um cristal para geração de segundo-harmônico. O cruzamento espacial-temporal dos dois pulsos estendidos espacialmente é medido através da geração de segundo-harmônico e gravado com uma câmera (M=espelho;BS=divisor de feixe).....	37
Figura 20 – Sobreposição dos pulsos num autocorrelador de pulso único. Ao longo da linha a os pulsos chegam simultaneamente; ao longo da linha b o pulso 1 chega antes do pulso 2 e ao longo da linha c o pulso 2 é o primeiro a chegar. O percurso de b para c representa a variável independente da função de autocorrelação.....	38
Figura 21 - Esquema do sistema de alta potência.....	39
Figura 22 - Trem de pulsos do oscilador principal Rainbow operando a 78 MHz.....	40
Figura 23 - Vista do Oscilador principal.....	40
Figura 24 – (a) Espectro medido, utilizado para calcular a duração temporal do traço de autocorrelação (b). O traço de autocorrelação é utilizado para determinar a duração do pulso.	41
Figura 25 - Destaque do amplificador Odin (à esquerda aberto) e seu bombeador Falcon (à direita).	42
Figura 26 - Representação do sistema completo, com os feixes de bombeamento (verde) e o feixe infravermelho esquematizados. O alongador Öffner deverá substituir o alongador do sistema CPA.	44
Figura 27-Esquema do amplificador Odin. O feixe é alargado, amplificado e comprimido, aumentando a intensidade final dos pulsos.	45

Figura 28 – Em A mostra-se o espectro do pulso semente a ser amplificado nos estágios posteriores do sistema CPA. Em B mostra-se duração temporal calculada por Transformada de Fourier do espectro do pulso semente.	46
Figura 29 - A. Transmissão na entrada do amplificador Odin (em vermelho) sobreposta ao espectro do pulso semente a ser amplificado no sistema CPA (em azul) B. Duração temporal calculada por Transformada de Fourier do pulso transmitido na entrada do amplificador Odin.	47
Figura 30 - A. Transmissão após o primeiro espelho dielétrico do amplificador Odin (em vermelho) sobreposta ao espectro do pulso semente que é amplificado no sistema CPA (em azul) B. Duração temporal calculada por Transformada de Fourier do pulso transmitido após o primeiro espelho dielétrico do amplificador Odin.	48
Figura 31 - A. Transmissão após o alongador temporal do amplificador Odin (em vermelho) sobreposta ao espectro do pulso semente que é amplificado no sistema CPA (em azul) B. Duração temporal calculada por Transformada de Fourier do pulso transmitido após o alongador temporal do amplificador Odin.	49
Figura 32 - A. Transmissão após o espelho 34 mostrado na Figura 27, após 9 passagens pelo cristal de Ti:Safira do amplificador Odin (em vermelho) sobreposta ao espectro do pulso semente que é amplificado no sistema CPA (em azul) B. Duração temporal calculada por Transformada de Fourier do pulso transmitido após o primeiro espelho dielétrico do amplificador Odin.	49
Figura 33 - A. Espectro do pulso laser que sai do amplificador Odin (em azul) sobreposta ao espectro do pulso semente que foi amplificado nos estágios anteriores do sistema (em vermelho) B. Duração temporal calculada por Transformada de Fourier do espectro amplificado no Odin, comprimido temporalmente pelo mesmo.	50
Figura 34 - A. Espectro do pulso laser que sai do amplificador Odin (em azul), sem passar pelo compressor temporal do sistema CPA, sobreposto ao espectro do pulso semente que foi amplificado nos estágios anteriores do sistema (em vermelho) B. Duração temporal calculada por Transformada de Fourier do espectro amplificado no Odin, porém não-comprimido temporalmente pelo mesmo.	50
Figura 35 - Traços de autocorrelação dos pulsos amplificados, obtidos por um autocorrelador de pulso único (single-shot). A cada traço de autocorrelação, representado pelos dados em cinza, foi ajustada uma função de autocorrelação do tipo mostrado na equação 42.	52
Figura 36 - Seção transversal do feixe laser em cores falsas tiradas com uma CCD para: A. Entrada do Odin; B. Saída do Alongador atual do sistema; C. Perfil de saída do Amplificador Odin, feixe amplificado e não comprimido. Nas margens de baixo e à direita de cada figura, o perfil de intensidade ao longo das linhas que se cruzam no pico de intensidade é plotado....	54
Figura 37 – Propagação do feixe pelo sistema Öffner, utilizado para o cálculo com matrizes ABCD.....	55
Figura 38 – Descrição do raio ao longo do eixo z	56
Figura 39 – Cálculo da abertura h de um feixe disperso por uma grade de difração.....	59

Figura 40 – Feixe de distribuição espectral gaussiana (vermelho) e feixe gaussiano cortado na borda do espelho (azul), para um espelho com abertura igual ao FWHM do feixe. 60

Figura 41 - Distribuição de amplitude de um feixe gaussiano (vermelho) e de um feixe gaussiano cortado nas bordas de um espelho (azul). É possível observar a formação de “asas” no domínio temporal para o pulso cortado pelo espelho..... 61

Figura 42 - Razão entre a função temporal calculada para o pulso cortado e o pulso gaussiano. Mostra-se que para um espelho de abertura igual a 3 vezes o FWHM do pulso, não haverá “asas” no espectro temporal final. 62

Figura 43 – Alongador do tipo Öffner de 75cm de comprimento, para duas passagens. 63

Figura 44 – Atraso de grupo residual calculado para um conjunto alongador-compressor, variando-se a distância entre a grade de difração e o espelho côncavo do alongador temporal. As curvas azul, laranja, vermelha e verde, representam as distâncias 0,25R, 0,5R e 0,75R, R, respectivamente. Observa-se que o maior intervalo em comprimentos de onda onde a fase residual é nula, se dá para a distância 0,75R entre a grade de difração e o espelho côncavo, onde R é o raio deste espelho. 68

Índice de Tabelas

Tabela 1– Produto Tempo-Largura de Banda para vários pulsos, calculados para as larguras temporal e espectral relacionadas por transformada de Fourier. São dados também os produtos em função do comprimento de onda central dos pulsos, λ_0 , e de suas larguras (FWHM) em comprimento de onda, λ_p 15

Tabela 2 – Medida da duração temporal dos pulsos amplificados, utilizando-se um autocorrelador de pulso único. A média das medidas de autocorrelação é $(32,65 \pm 0,04)$ fs (FWHM do pulso). 53

Tabela 3 - Tamanho dos componentes ópticos e razões de alargamento obtida para um alongador do tipo Öffner de 75 cm e 1 passagem do feixe pelo sistema, para diferentes tipos de grades de difração. 66

Tabela 4 - Tamanho dos componentes ópticos e razões de alargamento obtidas para um alongador do tipo Öffner de 75 cm e 2 passagens do feixe pelo sistema, para diferentes tipos de grades de difração. 67

Lista de constantes, símbolos e abreviaturas

Prefixos no sistema Internacional

Y	yotta	10^{24}
Z	zetta	10^{21}
E	exa	10^{18}
P	peta	10^{15}
T	tera	10^{12}
G	giga	10^9
M	mega	10^6
k	quilo	10^3
m	mili	10^{-3}
μ	micro	10^{-6}
n	nano	10^{-9}
p	pico	10^{-12}
f	femto	10^{-15}
a	atto	10^{-18}
z	zepto	10^{-21}
y	yocto	10^{-24}

Constantes

c	velocidade da luz no vácuo $2,99792458 \cdot 10^8$ m/s
h	constante de Planck $6,62607 \cdot 10^{-34}$ J·s
k	constante de Boltzmann $1,38065 \cdot 10^{-23}$ J/K

Símbolos e abreviaturas

\mathcal{A}	amplificação
\mathcal{A}_T	amplificação total
CPA	<i>Chirped Pulse Amplification</i>
SHG	<i>Second Harmonic Generation</i>
IAC	<i>Interferometric autocorrelation</i>
2PA	<i>Two-photon absorption</i>
D	parâmetro de dispersão
d	separação entre as ranhuras de uma grade de difração
E	campo elétrico
\mathcal{E}	energia
\mathcal{E}_0	energia inicial do pulso
\mathcal{E}_b	energia de bombeamento
\mathcal{E}_f	energia do pulso após passar pelo meio de ganho
\mathcal{E}_p	energia de pulso do laser
\mathcal{E}_t	energia de bombeamento de limiar de ação laser

\mathcal{E}_λ	energia do fóton de comprimento de onda λ
f	frequência; taxa de repetição; distância focal de uma lente
$\mathcal{F}[f(t)]$	transformada de Fourier de $f(t)$
G	ganho
I	intensidade
I_b	intensidade de bombeamento
\vec{k}	vetor de onda
L	comprimento do ressonador; distância
l	distância
l_1	distância do bastão ao espelho de saída
l_2	distância do bastão ao espelho de fundo
l_C	comprimento do meio de ganho (bastão de Cr:LiSAF)
l_G	distância perpendicular entre grades de difração
m	número de passagens no amplificador
M^2	fator de qualidade do feixe
n	índice de refração total
n_0	índice de refração linear
n_2	índice de refração não-linear
n_C	índice de refração do Cr:LiSAF
P	caminho óptico
R	raio de curvatura de um espelho
r	coordenada radial
R_{EM}	refletividade do espelho de fundo
R_{OC}	refletividade do espelho de saída
s	separação entre espelhos
T	temperatura
t	tempo
T^3	<i>Table Top Terawatt</i>
t_g	atraso de grupo
TBP	<i>Time-Bandwidth Product</i> – Produto Tempo-Largura de Banda
t_r	tempo de vôo do ressonador
v_ϕ	velocidade de fase
v_g	velocidade de grupo
$w(\vec{r})$	raio do feixe laser
w_0	cintura do feixe laser
z	coordenada longitudinal
Γ	fator de forma de um pulso com perfil temporal Gaussiano

γ	ângulo de incidência em uma grade de difração
$\gamma(z)$	fator de forma de um pulso Gaussiano dependente da propagação
δ	variação pequena
Φ	variação de fase
θ	coordenada angular; ângulo de difração em uma grade de difração
θ_B	ângulo de Brewster
λ	comprimento de onda
λ_0	comprimento de onda central de um pulso
λ_p	largura (FWHM) em comprimento de onda do pulso laser
ν	freqüência do campo eletromagnético
ν_0	freqüência central do desenvolvimento em série de Taylor
ν_p	largura do espectro de freqüências (FWHM) do pulso
τ_p	largura temporal (FWHM) do pulso
Φ	fase
ω	freqüência angular do campo eletromagnético
ω_0	freqüência central de um pulso

1. Objetivos

Os principais objetivos deste trabalho são o estudo e o entendimento de sistemas CPA, compostos por meios dispersivos e modificadores da banda espectral, para o desenvolvimento de um alongador temporal de pulsos ultracurtos. Esse alongador temporal será baseado em um sistema do tipo Öffner — que utiliza uma grade de difração e dois espelhos esféricos — que no futuro deve ser construído e integrado ao sistema laser CPA híbrido de Ti:Safira/Cr:LiSAF, no Laboratório de Lasers Compactos de Altíssima Potência do Centro de Lasers e Aplicações (CLA) do IPEN. Este desenvolvimento envolve o entendimento da física de vários componentes ópticos, principalmente de grades de difração e a dispersão por elas introduzida em pulsos de grande largura de banda. A caracterização dos pulsos alongados e posteriormente comprimidos, para caracterizar o desempenho, a qualidade do alongador desenvolvido e a influência dos componentes ópticos do sistema CPA, também foram objetivos desse trabalho.

2. Justificativa

O trabalho aqui proposto insere-se em um programa do CLA, que visa a obtenção de pulsos laser ultracurtos com potências de pico na região de 1 TW a partir de um sistema laser híbrido de Ti:Safira/Cr:LiSAF. Este programa, iniciado em 2001 com o apoio de um projeto temático da FAPESP (00/15135-9)^[1], visava o desenvolvimento de um amplificador de Cr:LiSAF bombeado por lâmpada para ser acrescentado ao então existente sistema de Ti:Safira. Este sistema obteve pulsos com aproximadamente 50 fs de duração e potência de pico de 0,5 TW, e que opera hoje com 0,3 TW de potência de pico máxima em função de danos ocorridos no meio de ganho de Cr:LiSAF. Estes danos ocorreram no estágio de amplificação devido à alta potência de pico dos pulsos gerados, e para evitar que voltem a ocorrer em novos meios de ganho, são necessários pulsos com menor potência de pico durante a amplificação. Essas menores potências demandam uma maior duração temporal dos pulsos durante a amplificação no cristal de Cr:LiSAF. Esta maior duração é obtida pela utilização de um alongador temporal baseado em grades de difração, e que foi estudado e dimensionado neste trabalho. Esse estudo também permitiu o desenvolvimento de alongadores temporais que farão com que o sistema suporte mais energia, produzindo pulsos com potências de pico na região de 1 TW.

3. Introdução

Desde a invenção dos lasers no início da década de 1960^[2], estes têm evoluído em saltos de três ordens de magnitude em suas potências de pico. Os avanços ocorreram, na medida em que a duração temporal dos pulsos foi sendo encurtada. Os primeiros lasers produziam pulsos com 10 μs de duração temporal e potências de pico da ordem de kilowatts. Em 1962, a modulação do fator de qualidade da cavidade laser (Q-Switching^[3]) possibilitou a obtenção de pulsos na escala de nanossegundos, elevando a potência de pico para a casa de megawatts. Dois anos depois, em 1964, o travamento longitudinal dos modos do laser (Mode-Locking^[4]) diminuiu por três ordens de grandeza a duração dos pulsos, para a região de picossegundos, levando à obtenção de potências de pico na região de gigawatts.

Em intensidades da ordem de gigawatts por centímetro quadrado, o índice de refração de um material que transmite um pulso passa a depender da intensidade, I , como descrito pela equação (1):

$$n = n_0 + n_2 I \quad 1$$

onde n_0 é o índice de refração linear e n_2 é o índice de refração não-linear do meio.

A dependência da intensidade mostrada em (1) faz com que em um meio com $n_2 > 0$, o centro de um feixe com uma distribuição gaussiana de intensidade $I(r)$ propague-se através deste meio com índice de refração total maior do que o das suas bordas, e o meio óptico em questão passa a se comportar como uma lente convergente, focalizando o feixe (auto-focalização)^[5, 6]. Esta auto-focalização decorre da susceptibilidade de 3ª ordem do meio e é conhecida como efeito Kerr^[5, 7]. Ela deforma a frente de onda do feixe, podendo danificar os componentes ópticos, através dos quais o feixe se propaga. Isto ocorre porque há um aumento de sua intensidade em uma região bem localizada do meio, e esta

intensidade pode superar o limiar de dano do meio e danificá-lo na passagem do pulso. Para resolver o problema dos danos gerados no material pelo efeito Kerr, os feixes laser de altas potências foram espacialmente ampliados para diminuir sua intensidade nos componentes ópticos. Isso tornou necessário o aumento das dimensões dos componentes ópticos com um alto custo financeiro — os sistemas de potências de pico superiores a GW^[8], necessários a programas de fusão induzida por laser, ficaram restritos a grandes laboratórios nacionais, tais como o CEA-Limeil^[9] na França, o Laboratório Nacional Lawrence Livermore (LLNL)^[10] nos Estados Unidos, o Laboratório Rutherford Appleton^[11] no Reino Unido, o Instituto Max Born^[12] na Alemanha e o Instituto de Engenharia de Laser^[13] no Japão, já que tinham dimensões gigantescas, como exemplificado na Figura 1 — e tecnológico, decorrente da necessidade de materiais de alta qualidade óptica. Além disso, houve a necessidade de diminuir a taxa de repetição dos sistemas laser, para que a carga térmica não danificasse seus elementos ópticos. Isso implicou no fato que muitos desses sistemas eram capazes de gerar poucos pulsos por dia. Alguns desses sistemas chegavam a alcançar potências da ordem de TW (Figura 2b) com durações de nanossegundos, porém esses problemas relacionados a custos e dimensões, limitaram por anos o desenvolvimento de lasers de bancada de alta potência, conforme ilustrado na Figura 2a.



Figura 1 - Vista de 5 das 10 cadeias de amplificação de pulsos do laser NOVA do Laboratório Nacional Lawrence Livermore, logo após o término de sua construção em 1984. Cada cadeia de amplificação produzia um feixe com 74 cm de diâmetro, gerando aproximadamente 10 TW de potência em 1 nanossegundo (10 kJ por pulso).

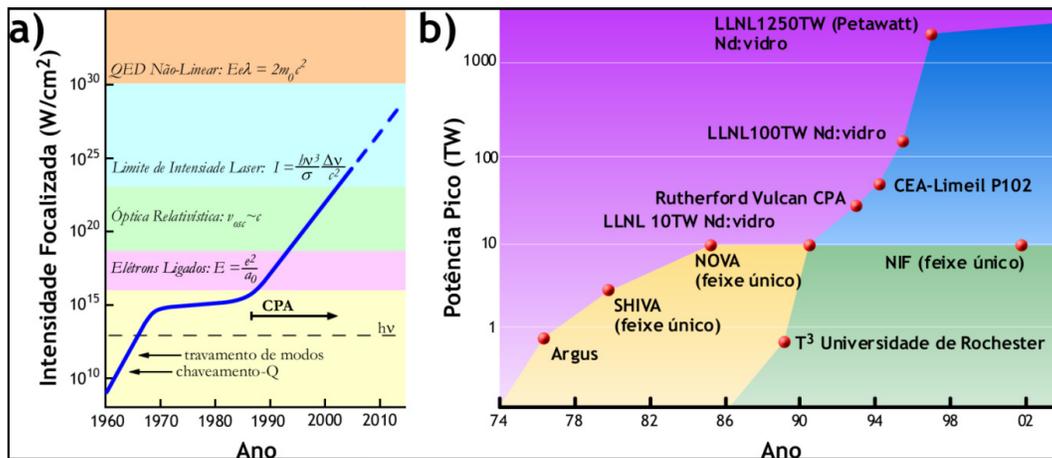


Figura 2 – a) Linha azul: Intensidade e potência de lasers de bancada em função do ano. b) desenvolvimento dos lasers de TW – região amarela: primeiros lasers em laboratórios nacionais; região verde: tecnologia de pulsos longos; região azul: tecnologia “CPA”.

Em 1985 foi demonstrada uma nova técnica, denominada CPA^[14, 15] (Chirped Pulse Amplification), que finalmente pôs fim ao patamar de GW para o limite de potência de pico para os lasers de bancada. Essa técnica tornou possíveis os sistemas compactos de “topo de mesa” (ou *Table Top Terawatt laser systems*), com as mesmas características básicas, porém com um custo muito inferior aqueles dos grandes laboratórios nacionais. Por serem mais baratos, esses sistemas puderam ser instalados em institutos de pesquisas e universidades ao redor do mundo e tornaram possíveis pesquisas de fronteira em física de altas intensidades^[16].

^{17]}, biologia^[18-20], medicina^[21-24], química^[25-29], processamento de materiais^[30-32], entre tantas outras aplicações que um tipo de sistema multiusuário como este pode oferecer.

As aplicações destes sistemas derivam de quatro características principais dos pulsos gerados, sendo a primeira a sua pequena duração temporal, que possibilita experimentos, nos quais a troca de calor com a matéria é minimizada, com resolução temporal inferior a dezenas de femtossegundos. Em segundo lugar, os enormes campos elétricos e magnéticos associados aos pulsos podem chegar a 10^{21} W/cm², correspondendo a campos elétricos da ordem de 10^{14} V/m, cerca de 100 vezes superiores aos campos elétricos que prendem os elétrons a núcleos atômicos. Em terceiro lugar, há a densidade de energia dos pulsos e a pressão de luz resultante, que para 10^{21} W/cm² corresponde a 300 Gbar. Finalmente, os elétrons livres ou quase-livres gerados por estes pulsos sofrem oscilações forçadas pelo campo elétrico do pulso, podendo atingir energias superiores a 10 MeV^[33], onde efeitos relativísticos^[34] são evidentes.

Atualmente estão sendo construídos grandes lasers baseados na técnica CPA para aplicações de fronteira em física de altas energias, como por exemplo, o *NIF* (National Ignition Facility)^[10] no Laboratório Nacional Lawrence Livermore nos EUA (Figura 3). Este contará em 2009 com a potência de 192 feixes laser que deverão ser focalizados em um pequeno alvo de hidrogênio combustível para fusioná-lo por confinamento inercial, simulando o processo de geração de energia de estrelas, com um ganho líquido de energia previsto.



Figura 3 - Fotografia da câmara de experimentos do laser NIF. Os créditos da foto são dados ao Livermore National Security, LLC, Lawrence Livermore National Laboratory.

Projetos semelhantes estão sendo desenvolvidos na Europa, como o *Hiper*^[35] (European High Power Laser Energy Research Facility) mostrado na Figura 4, que têm por objetivo o estudo da fusão (que acredita-se ser alcançada entre 2010 e 2012,) e novas ciências nas áreas de estudos de materiais extremos, astrofísica em laboratório, aceleradores de partículas miniaturizados e outras pesquisas em campos da física fundamental.

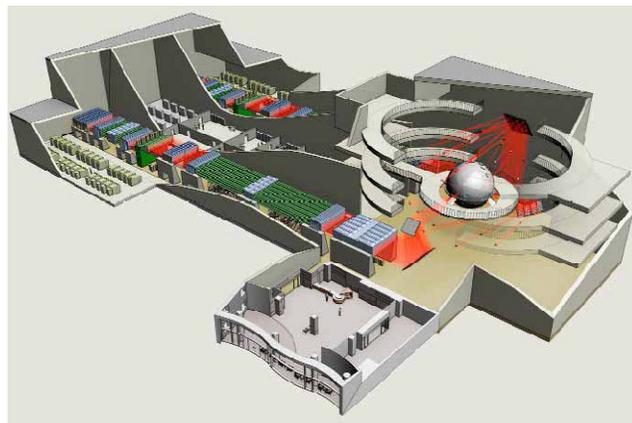


Figura 4 - Projeto Hiper europeu para fusão e estudo de ciências em fronteiras do estudo de materiais e astrofísica.

A evolução da tecnologia dos lasers possibilita experimentos que abordam uma nova era na exploração do movimento, em durações da ordem de attossegundos^[36-41], a escala de tempo do movimento de elétrons nos átomos.

O projeto europeu *ELI*^[42] (Figura 5), por exemplo, tem sua infra-estrutura concebida para o estudo das propriedades fundamentais da interação do laser com a matéria em regimes ultra-relativísticos^[34, 43, 44], nos quais as intensidades ultrapassam 10^{23} W/cm².

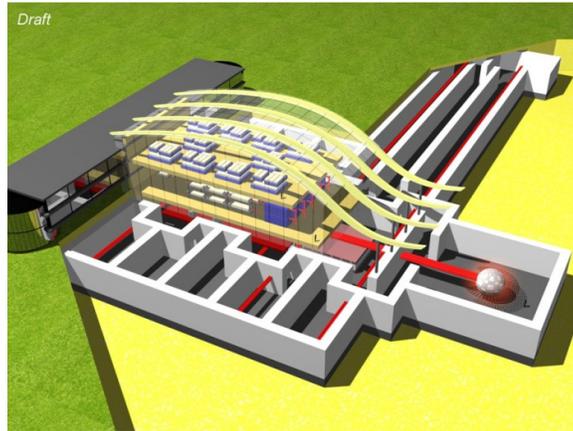


Figura 5 - Representação artística do *ELI*.

O *ELI* será usado para investigar uma nova geração de aceleradores compactos, fornecendo partículas energéticas e feixes de radiação em regime de femtossegundos a attossegundos de duração temporal. Com o *ELI* será possível a geração de feixes eletrônicos de attossegundos^[16, 34, 45-47], criando a possibilidade de interações altamente relativísticas de elétrons e pulsos laser.

4. Fundamentos

4.1. CPA - Chirped Pulse Amplification

A técnica CPA (*Chirped Pulse Amplification*, ou Amplificação de Pulsos com Varredura em Frequência), produz altas potências e intensidades por meio de um aumento da energia de pulsos ultracurtos. Nesta técnica, o pulso não é amplificado diretamente, sendo inicialmente alargado (e conseqüentemente sua potência é reduzida), para em seguida ser amplificado, antes de finalmente ser comprimido para uma duração temporal próxima da inicial (Figura 6). A técnica concilia duas necessidades aparentemente conflitantes: ter alta

fluência para uma extração eficiente de energia, e ter um mínimo de intensidade para evitar efeitos não-lineares indesejáveis.

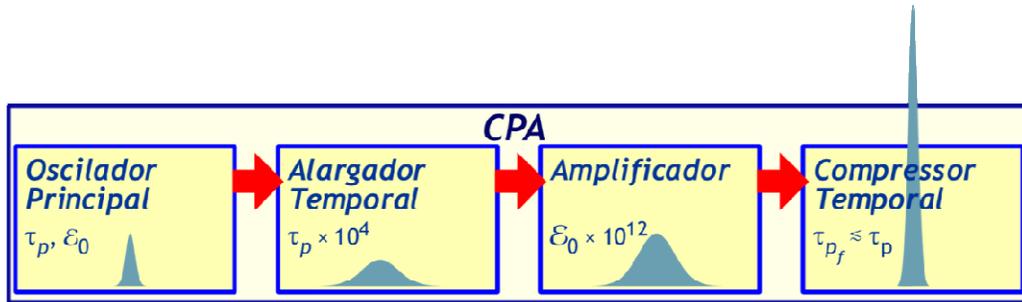


Figura 6 - Módulos básicos de um sistema CPA. O pulso gerado no oscilador principal, com energia ϵ_0 e largura temporal τ_p , é alargado temporalmente por um fator até 10^4 , em seguida é amplificado por 10^{12} vezes, e então é comprimido para aproximadamente a largura temporal inicial.

Para aumentar a potência do pulso, primeiro é necessário alargá-lo por um fator de 10^3 - 10^5 , amplificá-lo por um fator 10^{11} e depois recomprimí-lo por um fator 10^3 - 10^5 [48]. É importante que estas manipulações sejam realizadas com um alto grau de fidelidade, pois o pulso deve ter um grande contraste temporal e o feixe, uma limitada difração. Para isso, é preciso acomodar uma larga razão alargamento/compressão e amplificar um pulso de espectro largo, ou seja, de grande largura de banda.

Os *Sistemas CPA* podem ser divididos em quatro estágios, como exemplificado na Figura 6. O primeiro consiste em um oscilador principal, também conhecido como *seeder* (ou gerador de semente), que gera um trem de pulsos ultracurtos, do qual um pulso (semente) é selecionado e injetado nos estágios seguintes para a amplificação. O alongador temporal (ou *stretcher*) é então o responsável pela diminuição da potência do pulso, alargando-o temporalmente. O pulso é amplificado ganhando energia, e por fim, é comprimido temporalmente por um compressor. Em seguida, os componentes do CPA serão descritos com mais detalhes.

4.2. Oscilador principal

O oscilador principal de um sistema CPA é um laser de estado sólido operando em regime de travamento de modos passivo do tipo KLM (*Kerr Lens Mode Locking* - Travamento de Modos por lente Kerr^[49-51]). O travamento de modos (Mode-) é uma técnica de encurtamento de pulsos através do travamento dos modos longitudinais da cavidade laser.

4.2.1. Travamento de modos (Mode-Locking)

Com poucas exceções, a geração de pulsos ultracurtos é feita com a técnica de travamento dos modos longitudinais da cavidade laser. O travamento de modos pode ser entendido pela inclusão, no ressonador óptico, de uma janela temporal que se encontra aberta apenas durante a duração de um pulso, e cuja abertura é sincronizada ao tempo de vôo do ressonador

Um ressonador laser pode ser descrito por um par de espelhos separados por uma distância L , com outros componentes ópticos e o meio de ganho sob bombeamento entre os espelhos. Tanto em um laser operando em modo contínuo (CW, Continuous Wave), quanto para um laser pulsado — os quais a duração temporal de seus pulsos é significativamente maior que a duração temporal de uma volta completa desse pulso pela cavidade (round-trip time ou tempo de vôo) —, a energia radiada é distribuída de maneira uniforme entre esses espelhos^[52].

O tempo por round-trip para um laser pulsado é:

$$T_{RT} = \frac{2L}{c} \quad 2$$

onde c é a velocidade da luz.

O pulso se propaga entre os dois espelhos e uma réplica sua sai da cavidade pelo espelho de saída, como mostrado na Figura 7. Os pulsos que deixam o ressonador estão separados por uma distância $2L$ no domínio espacial e por $2L/c = T_{RT}$ no domínio temporal, e são ditos estar em travamento de modos.

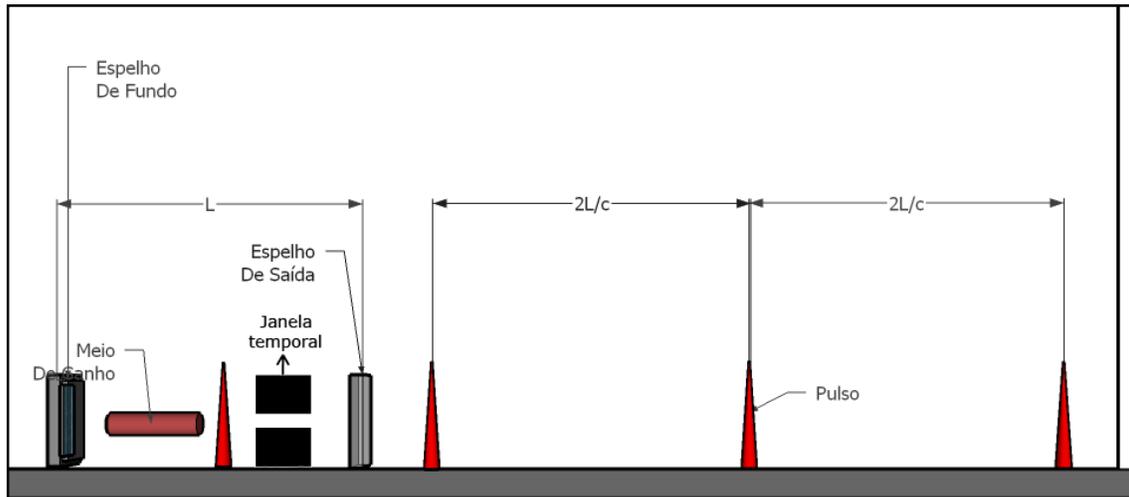


Figura 7 - Representação de um laser operando em travamento de modos (Mode-Locking).

É necessário dizer que duas condições governam o espectro de frequências de um laser. Primeiro, o envelope do espectro é determinado pelo perfil de emissão do meio de ganho (Figura 8a) e por qualquer elemento dentro do ressonador que possua um perfil seletivo para as diferentes componentes de frequência. Em segundo lugar, há as frequências discretas ν_n que oscilam dentro do ressonador laser definido pelos espelhos, chamadas de modos longitudinais do ressonador (Figura 8b), dadas por^[53]:

$$\nu_n = n \frac{c}{2L} \quad 3$$

Os modos longitudinais do ressonador são, portanto, espaçados pela diferença de frequência $\delta\nu$ entre modos consecutivos:

$$\delta\nu = \nu_{n+1} - \nu_n = \frac{c}{2L} = \frac{1}{T_{RT}}$$

4

Atendidas essas duas condições, a emissão do espectro do laser será governada por aqueles modos que possuem ganho suficiente para sobreviver acima do limiar de ação laser (Figura 8c).

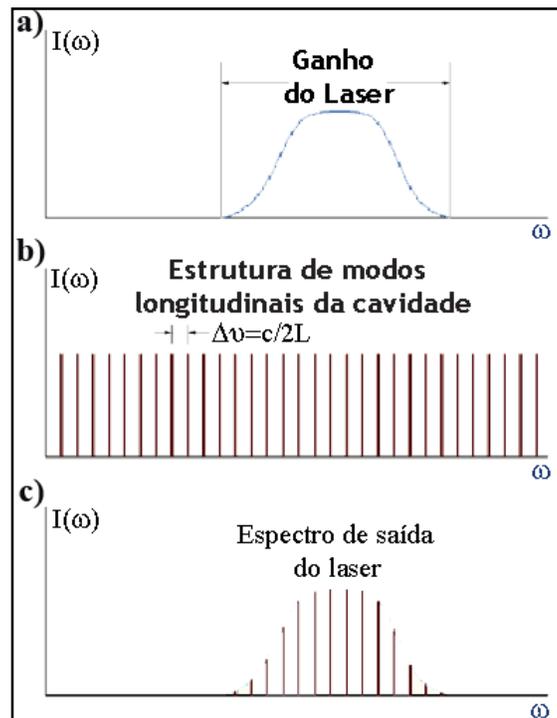


Figura 8 – Espectro de saída do laser, mostrando a estrutura de modos longitudinais da cavidade modulada pelo ganho do laser.

O campo elétrico total resultante para uma oscilação multimodo em um ponto fixo no espaço é dado pelo somatório dos modos longitudinais:

$$E(t) = \sum_{n=0}^{N-1} E_n \text{sen}[2\pi(\nu_0 + n\delta\nu)t + \phi_n] \quad 5$$

onde N é o número de modos oscilantes, ϕ_n é a fase do n -ésimo modo, E_n é a amplitude do modo n e ν_0 é o modo de menor frequência acima do limiar de ação laser.

Deve-se esperar que os modos que podem oscilar na cavidade sejam distribuídos aleatoriamente no tempo sem uma relação de fase definida entre si, a menos que seja estabelecido um mecanismo para tornar a diferença de fase entre eles constante em uma volta pelo ressonador. Para se fazer o travamento de modos da cavidade são utilizados métodos que podem ser divididos em mode-locking ativo e mode-locking passivo.

4.2.1.1. Travamento de modos ativo

No caso do travamento de modos ativo^[54], é utilizado um mecanismo que modula as perdas dentro do ressonador laser, sincronizado com o tempo de vôo da cavidade. Esse mecanismo pode ser um modulador acústico-óptico dentro da cavidade, que a partir de um sinal elétrico, introduz uma modulação de amplitude da luz na cavidade.

4.2.1.2. Travamento de modos passivo

No caso do travamento de modos passivo, não é usado um dispositivo ativo sincronizado por um sinal externo para gerar uma modulação de amplitude de luz na cavidade laser. A modulação é obtida por um efeito de auto-modulação da radiação laser, pela interação da luz com um dispositivo não-linear na cavidade laser. Tipicamente, esses dispositivos são absorvedores saturáveis^[55] que apresentam perdas menores para intensidades incidentes maiores. Um absorvedor saturável é um material cuja absorção de luz, definida como a razão entre as intensidades absorvida e incidente, deixa de ser constante, *diminuindo* para altas intensidades. A inclusão de um absorvedor saturável no interior do ressonador faz com que as flutuações mais rápidas, com maior intensidade, percam menos energia por absorção e sejam privilegiadas pela emissão estimulada, retirando mais energia do meio de ganho em detrimento das flutuações lentas.

Pode-se demonstrar^[55] que os ressonadores operando em regime passivo produzem os pulsos mais curtos possíveis de serem obtidos em travamento de modos, e neste caso o perfil

temporal da intensidade dos pulsos, $I(t)$, na aproximação da variação lenta da envoltória (*SVEA – Slowly Varying Envelope Approximation*), é descrito por:

$$I(t) = I_0 \operatorname{sech}^2\left(1,76 \frac{t}{\tau_p}\right) \quad 6$$

onde I_0 é a intensidade de pico do pulso, e τ_p é a sua largura temporal à meia altura (FWHM – *Full Width at Half Maximum*). A intensidade de um pulso é dada pelo módulo ao quadrado da sua amplitude de campo elétrico, e os campos elétricos de um pulso nos domínios temporal, $E(t)$, e de frequências, $E(\omega)$, relacionam-se via Transformada de Fourier^[56] segundo:

$$E(\omega) = \mathcal{F}[E(t)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt \quad 7$$

$$E(t) = \mathcal{F}[E(\omega)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

onde ω é a frequência angular de oscilação do campo eletromagnético de um modo longitudinal, e $\nu = \omega/(2\pi)$ é sua frequência. A transformada de Fourier do campo elétrico do pulso definido na expressão (6) é uma função do tipo co-secante hiperbólica da frequência. A intensidade deste pulso no domínio de frequências possui largura ν_p (FWHM), e se as fases relativas entre as frequências que compõem o pulso forem nulas, o pulso terá sua largura temporal mínima e é dito *limitado por transformada*, valendo a relação:

$$\nu_p \cdot \tau_p = 0,315 \quad 8$$

conhecida como *Produto Tempo-Largura de Banda (Time-Bandwidth Product - TBP)*. Se $TBP > 0,315$, as componentes de frequência não estão em fase e o pulso pode ser encurtado temporalmente. Na Tabela 1 encontram-se valores do Produto Tempo-Largura de Banda para vários perfis temporais de pulsos.

Pulso	$I(t)$	$v_p \cdot \tau_p$	$\lambda_p \cdot \tau_p$ (λ_p em nm, τ_p em fs)	$\lambda_p \cdot \tau_p$ (830nm, τ_p em fs)
Quadrado	$1 \ (0 \leq t \leq \tau_p)$	0,886	$2,92 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda_0^2$	2012
Gaussiano	$\exp\left\{-4 \ln(2) \left(\frac{t}{\tau_p}\right)^2\right\}$	0,441	$1,45 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda_0^2$	998
Secante Hiperbólica	$\operatorname{sech}^2\left(1,76 \frac{t}{\tau_p}\right)$	0,315	$1,04 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda_0^2$	716
Exponencial	$\exp\left\{-\ln(2) \frac{t}{\tau_p}\right\}$	0,11	$0,36 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda_0^2$	248

Tabela 1– Produto Tempo-Largura de Banda para vários pulsos, calculados para as larguras temporal e espectral relacionadas por transformada de Fourier. São dados também os produtos em função do comprimento de onda central dos pulsos, λ_0 , e de suas larguras (FWHM) em comprimento de onda, λ_p .

Como visto anteriormente nas equações 7 e 8, a condição fundamental para que o meio de ganho sustente pulsos ultracurtos em regime de travamento de modos é a disponibilidade de uma larga banda de emissão. Dentre os meios^[57, 58] de ganho de estado sólido mais difundidos para a geração de pulsos ultracurtos estão os cristais de Ti:Safira (Ti:Al₂O₃), Cr:LiSAF (Cr:LiSrAlF₆), Alexandrita (Cr:BeAl₂O₄), juntamente com vários tipos de vidros dopados com Nd, Er ou Yb^[59], devido às suas largas bandas de emissão (vibrônicas no caso dos metais de transição em matrizes cristalinas, e alargadas por ocupação multi-sítio no caso dos íons de terras-raras em vidros).

4.2.1.2.1. Travamento de modos passivo por lente Kerr

Os pulsos mais curtos obtidos atualmente são gerados em meios de estado sólido, utilizando mode-locking passivo usando o efeito Kerr^[49, 50] óptico. Atualmente são gerados pulsos de duração temporal inferior a 6 fs diretamente a partir de meios de ganho de Ti:Safira operando em regime de travamento de modos passivo por lente Kerr^[49].

A não-linearidade Kerr^[60-62] faz com que o pulso que atravessa o meio de ganho seja focalizado de acordo com a magnitude de sua intensidade, modulando a energia que é

transmitida através de uma íris (Figura 9). Como há menores perdas para maiores intensidades, estas acabam sendo selecionadas como modos naturais de oscilação do ressonador^[55], produzindo pulsos que encurtam-se rapidamente para durações de centenas a dezenas de femtossegundos em perfis temporais da intensidade dos pulsos do tipo $\text{sech}^2(1.76 t/\tau_p)$ ^[57, 63], onde τ_p é a sua largura temporal à meia altura (FWHM).

Ressonadores operando em regime KLM^[64, 65] (Figura 9) possibilitam a obtenção, de maneira bastante eficiente, de pulsos com duração de dezenas de femtossegundos com energias de alguns nJ em taxas de repetição da ordem de 10^8 Hz.

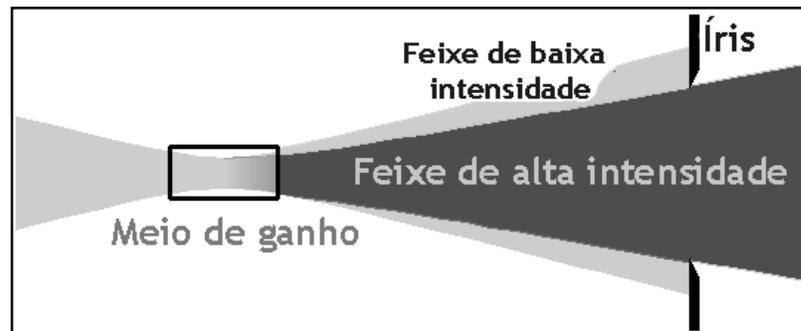


Figura 9 - Travamento de modos por lente Kerr (KLM). Um pulso de maior intensidade é mais focalizado pelo efeito de lente Kerr e sofre menos perdas na íris, sendo selecionado pelo ressonador.

4.3. Dispersão

4.3.1. Propagação de um Pulso em um Meio Transparente

Quando um pulso ultracurto se propaga por um meio transparente qualquer — que pode ser o ar, por exemplo, ou um componente óptico —, esse passa a ter uma componente de fase que depende da frequência e alarga temporalmente o pulso^[66], caso ele não tenha dispersão negativa. Isto é devido à largura espectral do pulso e à dispersão relacionada à velocidade de grupo^[67]. Pode-se então, calcular a fase que é introduzida em um pulso ao

passar por um meio transparente qualquer, partindo-se de um pulso cujo campo elétrico tem perfil temporal gaussiano, sem perda de generalidade para outros perfis temporais. A utilização do perfil temporal gaussiano nos cálculos, deve-se a simplicidade dos mesmos, em relação à cálculos para outros perfis temporais.

Sendo ω_0 a frequência central do pulso* e $\Phi = \omega_0 t$ sua fase, podemos escrever^[68]:

$$E(t) = \exp\{-\Gamma t^2 + i\omega_0 t\} = \exp\{-\Gamma t^2 + i\Phi\} \quad 9$$

onde Γ é seu fator de forma, que é inversamente proporcional à sua largura temporal.

A frequência instantânea do pulso é dada pela derivada temporal da fase Φ :

$$\omega(t) = \frac{d\Phi}{dt} = \omega_0 \quad 10$$

Pode-se calcular a distribuição do campo elétrico no domínio espectral pela transformada de Fourier da equação (9):

$$E(\omega) = A \exp\left\{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4\Gamma}\right\} \quad 11$$

Ao se propagar por um meio transparente qualquer, após uma distância z , o espectro do pulso é modificado por uma fase dependente da frequência que nele é introduzida pelo meio, e o campo final é dado pelo produto do campo inicial pela exponencial da fase:

$$E(\omega, z) = E(\omega) \exp\{-ik(\omega)z\} \quad 12$$

onde $k(\omega)$ é o vetor de onda na frequência ω :

* ω_0 é a frequência da onda portadora dentro da aproximação da variação lenta da envoltória.

$$k(\omega) = \frac{2\pi n(\omega)}{\lambda} = \frac{n(\omega)\omega}{c} \quad 13$$

onde $n(\omega)$ é o índice de refração dependente da frequência.

O desenvolvimento deste vetor de onda em série de Taylor ao redor da frequência central do pulso fornece:

$$k(\omega) = k(\omega_0) + k'(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}k''(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad 14$$

sendo

$$k' = \left. \frac{dk(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega_0} \quad 15$$

$$k'' = \left. \frac{d^2k(\omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega_0}$$

Substituindo o desenvolvimento em Taylor na equação (12), o pulso passa a ser descrito por um campo que agora depende não só da frequência, como também da distância z percorrida no meio:

$$E(\omega, z) = \exp \left\{ -ik(\omega_0)z - ik'z(\omega - \omega_0) - (\omega - \omega_0)^2 \left[\frac{ik''z}{2} + \frac{1}{4\Gamma} \right] \right\} \quad 16$$

Após obter o campo propagado através do meio, precisa-se obter sua largura temporal, para se saber o quão alargado pelo meio este foi. Pode-se então, obter-se o campo no domínio temporal através do cálculo da Transformada de Fourier Inversa do campo no domínio espectral obtida na equação (16):

$$E(t, z) = \sqrt{\gamma(z)} \exp\left\{i\omega_0\left(t - \frac{z}{v_\phi(\omega_0)}\right)\right\} \exp\left\{-\gamma(z)\left(t - \frac{z}{v_g(\omega_0)}\right)^2\right\} \quad 17$$

onde v_ϕ e v_g são as velocidades de fase e de grupo em ω_0 , respectivamente, definidas por:

$$v_\phi(\omega_0) = \left.\frac{\omega}{k}\right|_{\omega_0}, \quad v_g(\omega_0) = \left.\frac{d\omega}{dk}\right|_{\omega_0} \quad 18$$

e $\gamma(z)$ é o fator de forma do pulso propagado, dado por:

$$\frac{1}{\gamma(z)} = \frac{1}{\Gamma} + i2k''z \Rightarrow \gamma(z) = \frac{\Gamma}{1 + \kappa^2 z^2} - i \frac{\kappa z}{1 + \kappa^2 z^2}, \quad \kappa = 2\Gamma k'' \quad 19$$

Pode-se notar pela equação (17), que ao se propagar por uma distância z , a fase da frequência central é atrasada por z/v_ϕ . Também vemos, na segunda exponencial, que após uma distância z o pulso mantém a envoltória gaussiana e esta adquire um atraso temporal z/v_g . A parte real desta exponencial possui um fator de forma dado pela parte real de $\gamma(z)$:

$$\text{Re}[\gamma(z)] = \frac{\Gamma}{1 + \kappa^2 z^2} \quad 20$$

que é sempre igual ou menor que Γ , mostrando que o pulso alarga-se temporalmente ao longo da sua propagação, como esboçado na Figura 10. A parte imaginária é a fase introduzida pelo meio dispersivo, e sua derivada temporal fornece a frequência instantânea do pulso:

$$\omega(t) = \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \omega_0 + \frac{\kappa z}{1 + \kappa^2 z^2} 2\left(t - \frac{z}{v_g(\omega_0)}\right) \quad 21$$

A equação (21) mostra que quando é introduzida na fase uma dependência quadrática no tempo, a frequência instantânea do pulso passa a apresentar uma variação linear no tempo. Se κ é maior que zero, isto é, se a dispersão é positiva, esta variação desloca as frequências

de sua borda dianteira (*leading edge*) para o vermelho e as frequências de sua borda traseira (*trailing edge*) para o azul, como esquematizado na Figura 11, e diz-se que o pulso possui “*chirping*”, ou seja, uma variação da sua frequência instantânea no tempo. A maior parte dos meios transparentes introduz dispersão positiva, criando no pulso o efeito mostrado na Figura 11.

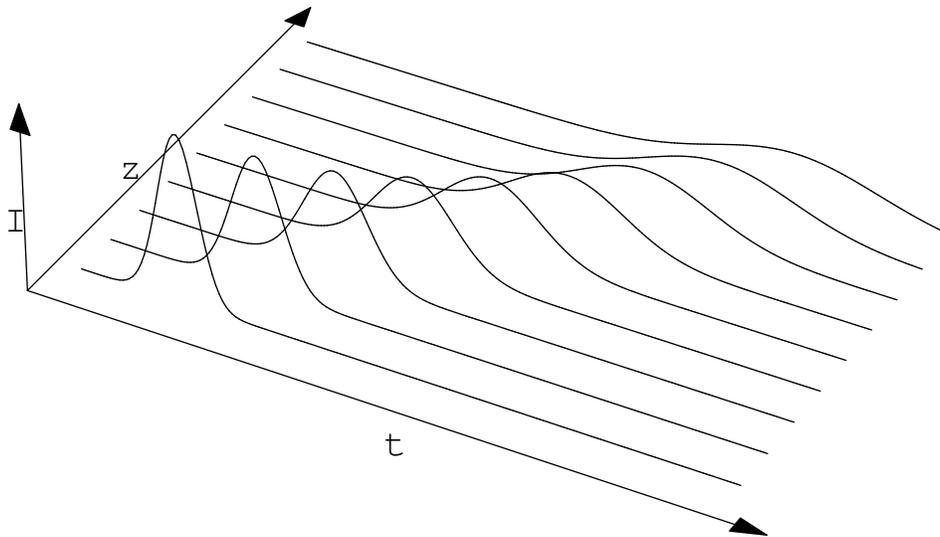


Figura 10 - Simulação numérica da propagação, na direção z , de um pulso gaussiano através de um meio dispersivo não-absorvente. O pulso é alargado ao longo do tempo, e sua energia permanece constante.

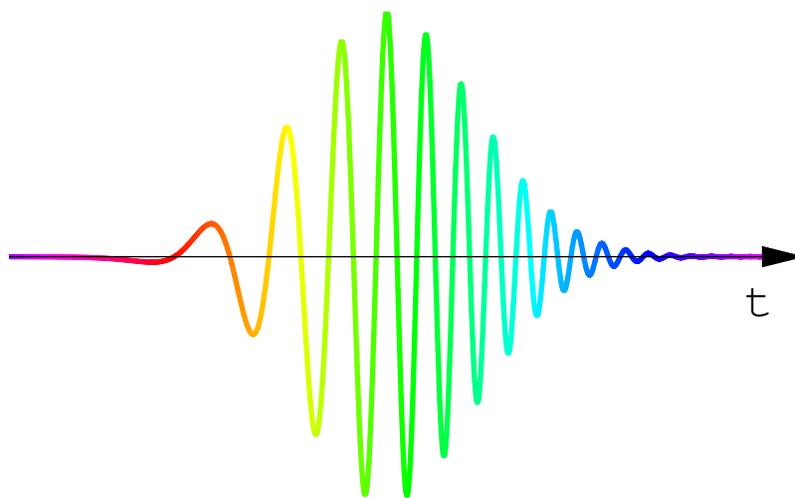


Figura 11 - Campo elétrico de um pulso gaussiano cuja fase possui uma dependência quadrática no tempo.

Pode-se calcular^[52] a duração temporal final de um pulso que carrega uma varredura linear de frequências (chirping). Para isso, parte-se de um pulso gaussiano no domínio temporal:

$$E_{in}(t) = Ae^{-\alpha\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \quad 22$$

Aplica-se a transformada de Fourier para se obter o pulso gaussiano no domínio espectral, obtendo-se :

$$E_{out}(\omega) = e^{-\left(\frac{\tau\omega}{2\sqrt{\alpha}}\right)^2} \quad 23$$

O meio introduz um termo de fase ao pulso:

$$E_{fase}(\omega) = Ce^{-\left(\frac{\tau\omega}{2\sqrt{\alpha}}\right)^2} e^{-\frac{1}{2}i\phi''\omega^2} \quad 24$$

Por fim, calcula-se a Transformada Inversa de Fourier para se obter o pulso final no domínio temporal, por onde se obtêm:

$$E_{final}(t) = De^{-\frac{t^2\alpha}{\tau^2+4i\alpha\phi''}} \quad 25$$

Tomando $\alpha=2Ln2$, obtém-se a relação entre a duração final τ_{final} do pulso (FWHM), e a duração inicial τ do pulso (FWHM):

$$\tau_{final} = \sqrt{\tau^2 + \left(4 \ln 2 \frac{\phi''}{\tau}\right)^2} \quad 26$$

onde ϕ'' é o coeficiente de segunda ordem da fase. O segundo termo dentro do radical na equação 26 mostra que a duração final do pulso τ_{final} é tanto maior quanto menor for a duração inicial do pulso τ , o que significa que o pulso é temporalmente alargado sempre que ϕ'' for diferente de zero.

Ao passar por meios que introduzem um perfil quadrático de fase espectral, o pulso continua tendo perfil temporal simétrico, o que não ocorre para os casos em que o perfil de fase espectral depende dos termos de terceira ordem^[52]. Nesses casos, o perfil temporal do pulso final será assimétrico.

4.3.2. *Dispersão de um Meio Transparente*

A dispersão do índice de refração de um meio transparente é comumente dada em função do comprimento de onda da luz no vácuo. Desta maneira, é importante o cálculo da dispersão em função do comprimento de onda. Para isto, parte-se das relações entre a frequência e o comprimento de onda de uma onda plana:

$$\frac{c}{n(\omega)} = \frac{\lambda\omega}{2\pi}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad 27$$

chegando a:

$$k = \frac{\omega n(\omega)}{c} \quad 28$$

Calcula-se então a segunda derivada do vetor de onda com a frequência:

$$k'' = \frac{d^2 k}{d\omega^2} = \frac{d}{d\omega} \frac{dk}{d\omega} = \frac{d\lambda}{d\omega} \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{dk}{d\omega} \right) \quad 29$$

O termo entre parênteses em (29) pode ser calculado para a definição do vetor de onda dada em (28), ou escrito como $1/v_g$, onde a velocidade de grupo é $v_g=d\omega/dk$, levando a duas definições de k'' :

$$k'' = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D \quad 30$$

e

$$\begin{aligned} k'' &= -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{1}{c} \frac{d}{d\lambda} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \\ &= -\frac{\lambda^2}{2\pi c^2} \frac{d}{d\lambda} \left(n + \omega \frac{d\lambda}{d\omega} \frac{dn}{d\lambda} \right) \end{aligned} \quad 31$$

O resultado da primeira definição, dada na equação (30), define D , o parâmetro de dispersão após a propagação por uma distância ℓ :

$$D = \frac{1}{\ell} \frac{dt_g}{d\lambda} \quad 32$$

onde t_g é o atraso de grupo dado por $t_g = \ell / v_g$.

A aplicação de $d/d\lambda$ ao termo entre parênteses na equação (31) conduz ao resultado:

$$k'' = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad 33$$

O sinal de k'' depende da curvatura da dispersão do índice de refração $d^2 n/d\lambda^2$, e a forma mais simples de entender este sinal é recorrer ao modelo de Drude^[69]. Este modelo considera os elétrons de um material ligados aos núcleos atômicos por forças restauradoras que obedecem à lei de Hooke, como osciladores harmônicos forçados pelo campo da luz incidente, com frequências de ressonância características do meio. Este modelo fornece a

constante dielétrica do meio em função do comprimento de onda. A absorção e o índice de refração do material são dados pelas partes imaginária e real da raiz quadrada da constante dielétrica^[70], respectivamente, e estão representados na Figura 12, em torno de uma ressonância. A cada absorção corresponde uma região de dispersão anômala do índice de refração, na qual seu valor cresce com o comprimento de onda. Fora desta região os materiais ópticos são transparentes. Para comprimentos de onda maiores que λ_0 , o índice de refração decresce com o comprimento de onda, e a dispersão possui concavidade positiva, resultando em valores positivos para k'' e negativos para D , o parâmetro de dispersão. A diminuição do índice de refração com o aumento do comprimento de onda implica num aumento da velocidade de grupo, de forma que a frequência instantânea num pulso varia de seu valor mínimo para o seu máximo da borda dianteira para a borda traseira do pulso. Para comprimentos de onda inferiores ao da ressonância a concavidade da dispersão é invertida e a dispersão da velocidade de grupo é negativa.

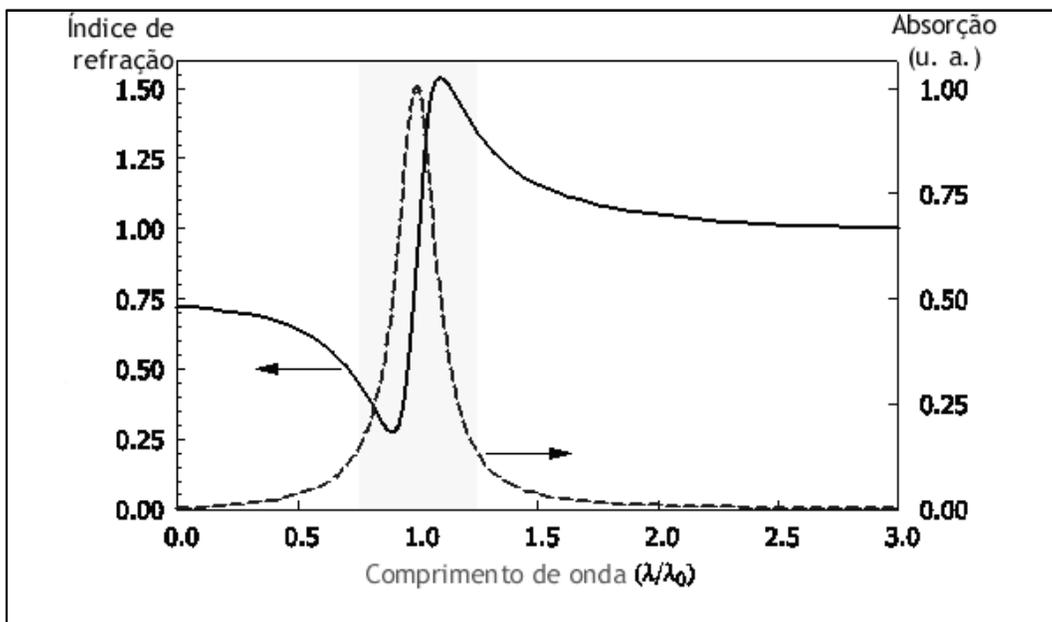


Figura 12 - Partes Real (índice de refração, linha contínua) e Imaginária (absorção, linha tracejada) da raiz quadrada da constante dielétrica no modelo de Drude. O índice de refração apresenta dispersão anômala (região sombreada) ao redor de uma absorção centrada em λ_0 .

4.3.3. Alongador e Compressor de pulsos

Nas primeiras demonstrações da técnica CPA, o pulso foi temporalmente alargado por meio da dispersão positiva da velocidade de grupo — em que comprimentos de onda longos (vermelhos) viajam mais rápido que comprimentos de onda curtos (azuis) — de uma fibra óptica^[14], e comprimido por um arranjo de grades de difração paralelas^[71], que introduz dispersão negativa. A desvantagem desta combinação é o fato de a dispersão das grades não compensar exatamente a da fibra, e conseqüentemente o pulso comprimido é mais longo que o inicial, principalmente para grandes larguras de banda. Atualmente, na maioria dos sistemas CPA utilizam-se arranjos de grades de difração tanto para o alargamento quanto para a compressão dos pulsos^[72, 73], uma vez que estes arranjos podem ser construídos de forma que um compensa exatamente a dispersão introduzida pelo outro. Arranjos paralelos e anti-paralelos de grades de difração utilizam a dispersão angular das grades para introduzir dispersões temporais negativas e positivas, respectivamente, em pulsos curtos, como esquematizado na Figura 13. As dispersões temporais decorrem de estes arranjos resultarem em caminhos ópticos de diferentes comprimentos para as componentes vermelhas e azuis dos pulsos, de modo que estas demoram tempos diferentes para percorrer o arranjo.

Convencionou-se chamar o arranjo de grades paralelas de compressor de pulsos e o arranjo de grades anti-paralelas de alongador de pulsos. O alongador introduz dispersão positiva e o compressor introduz dispersão negativa. Convencionou-se assim porque a maior parte dos meios dispersivos (inclusive o ar) introduzem uma dispersão que alarga temporalmente o pulso, assim como no caso do arranjo de grades anti-paralelas.

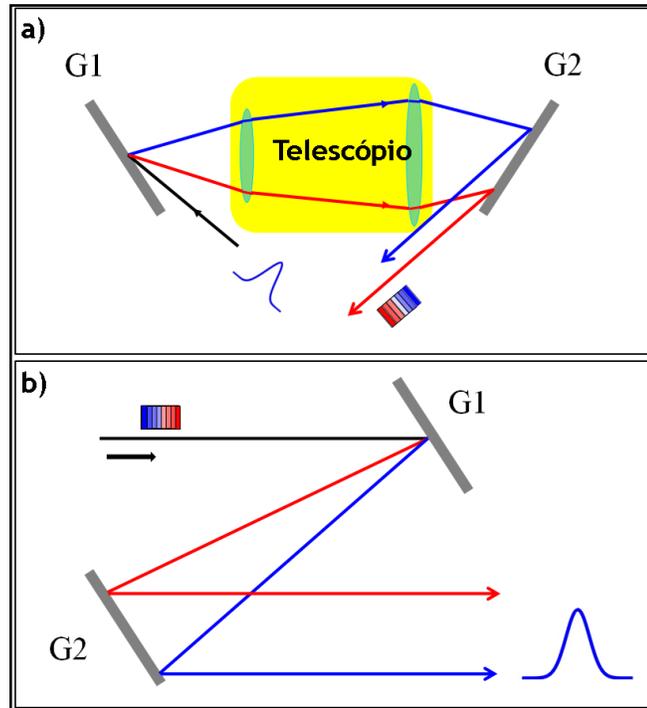


Figura 13 - Configuração de um alongador (a) e um compressor (b) de pulsos. O Alongador é composto por um telescópio entre um par de grades anti-paralelas. Neste caso é importante notar que os comprimentos de onda vermelhos percorrem um caminho óptico menor que os comprimentos de onda azuis. O compressor é composto por um par de grades paralelas, em que os comprimentos de onda azuis percorrem um caminho menor que os vermelhos.

Em sistemas CPA utiliza-se óptica refletiva, principalmente no telescópio do alongador, para evitar aberrações cromáticas presentes em elementos refrativos, devido principalmente às grades largas de banda envolvidas.

Para se obter pulsos amplificados pela técnica CPA é necessário o controle da fase de todo o sistema^[74], incluindo as dispersões introduzidas pelo alongador, amplificador e compressor. Para isso é necessário o cálculo da expressão total para a fase introduzida por um sistema CPA, da qual se podem obter as várias ordens de dispersão introduzidas. Os cálculos relacionados à dispersão introduzida por sistemas utilizando grades de difração foram inicialmente realizados por Treacy^[71] e Martinez^[75].

A dispersão introduzida por um sistema de grades é consequência da diferença de caminho óptico entre as diferentes componentes de frequência do pulso. Essa diferença de

caminho óptico entre as componentes de frequência gera um atraso entre as mesmas. Um atraso no domínio temporal é uma fase no domínio espectral.

Convencionalmente não se utiliza o arranjo de grades paralelas, que introduz dispersão negativa, como alongador de pulso, uma vez que o pulso, ao propagar-se pode ser comprimido pela dispersão positiva inerente ao sistema óptico, causando um aumento de potência que pode danificar componentes ópticos.

Um alongador é construído utilizando-se um par de grades de difração em disposição anti-paralela, fazendo com que as componentes de frequência mais próximas ao vermelho percorram um caminho óptico maior que as componentes de frequência próximas ao azul. Já no caso do compressor acontece o inverso, pois, como pode ser visto na Figura 14, com a disposição de grades paralelas as componentes de frequência mais próximas ao azul percorrem um caminho óptico menor que as componentes de frequência mais próximas ao vermelho.

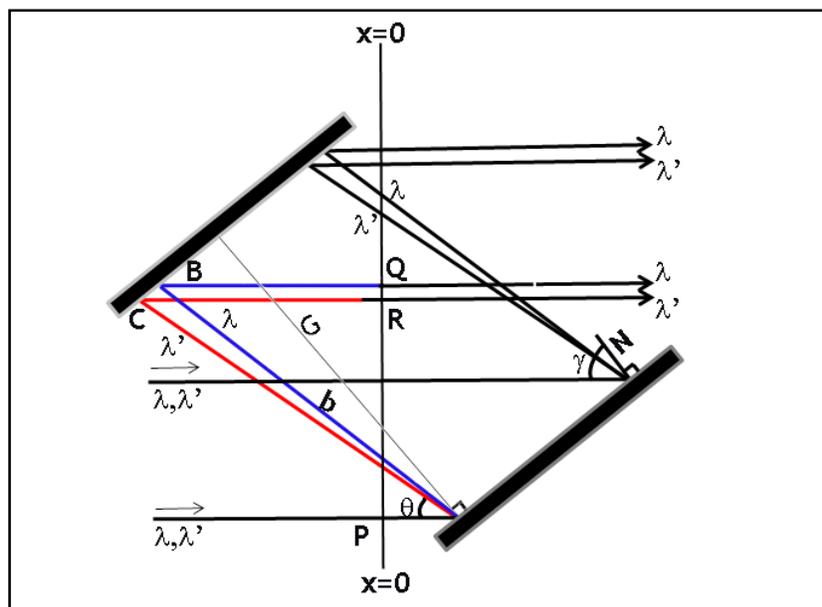


Figura 14 - Esquema de um compressor de grades paralelas introduzido por Treacy^[71] e colaboradores. É introduzida uma dispersão negativa, onde as componentes próximas ao azul percorrem um caminho óptico menor que as componentes de frequência próximas ao vermelho.

Os cálculos de Treacy podem ser resumidos nas equações (34) a (39), que representam a equação da grade (34), a fase $\phi(\omega)$ (35), e o termo de dispersão para segunda ordem $d^2\phi/d\lambda^2$ (38) introduzido por um sistema compressor com duas grades de difração. Os parâmetros envolvidos na equação encontram-se explicitados na Figura 14, e a equação (39) representa a expressão da fase expandida até segunda ordem em frequência.

Sendo c a velocidade da luz, b é a distância inclinada AB entre as grades, G é a distância perpendicular entre as grades, γ é o ângulo de incidência, θ é o ângulo do raio difratado, λ é o comprimento de onda, ω_0 é a frequência central, τ é o delay (atraso temporal) experimentado pelas componentes espectrais do pulso, p é o caminho PABQ para a onda quase-monocromática e $\beta' = (\gamma - \theta)$ é o ângulo de saída da grade:

$$\theta = \gamma - \text{Arcsen}\left(\frac{\lambda}{d} - \sin \gamma\right) \quad 34$$

$$\phi(\omega) = \frac{\omega p}{c} - 2\pi \frac{G \tan(\gamma - \theta)}{d} \quad 35$$

$$p = b(1 + \cos \theta) = c \tau \quad 36$$

$$\text{sen}(\gamma - \theta) = \frac{\lambda}{d} - \sin \gamma \quad 37$$

$$\frac{d^2\phi(\omega)_{\text{Treacy}}}{d\lambda^2} = \frac{m\lambda^3 b}{\pi c^2 d^2 \cos^2(\beta')} \quad 38$$

$$\phi(\omega) = \phi_0 + \frac{b}{c}(1 + \cos \theta)(\omega - \omega_0) - \frac{b\lambda_0^3}{4\pi c^2 d^2} \frac{(\omega - \omega_0)^2}{\left[1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \text{sen}\gamma\right)^2\right]} \quad 39$$

Para construir um alongador, utiliza-se um par de grades anti-paralelas e um telescópio composto por duas lentes convergentes idênticas[†], de foco f , entre as grades, como mostrado na Figura 15. A primeira grade (G1) é posicionada no foco da primeira lente, de modo que os raios difratados emergem da lente paralelos, configurando uma frente de onda plana. Esta frente de onda é focalizada pela segunda lente em uma frente esférica, de modo que o raio de cada comprimento de onda atinge a grade G2 com o mesmo ângulo que foi difratado de G1, e assim, de G2 emerge um feixe de raios paralelos. Se a grade G2 estiver exatamente sobre o foco da segunda lente, todos os comprimentos de onda percorrem o mesmo caminho óptico, e não é introduzido atraso entre os componentes de frequência; se a grade G2 estiver posicionada antes do foco, como na Figura 15, os comprimentos de onda azuis percorrem um caminho óptico mais longo que os vermelhos, e dispersão positiva é introduzida, resultando num alargamento temporal do pulso. Esta configuração é matematicamente equivalente ao compressor de grades paralelas descrito por Treacy, porém com fase contrária devido à forma como os raios atingem a grade G2 (se G2 estivesse após o foco da segunda lente, dispersão negativa seria introduzida). O espelho retro-refletor tem a função de dobrar o atraso introduzido entre as componentes de frequência do pulso ao fazer com que o feixe retrace seu caminho pelo sistema, recombina-o na saída da grade G1, como uma onda plana. Como não há aberração esférica, num momento posterior, um compressor de grades paralelas é capaz de compensar toda a dispersão positiva introduzida pelo alongador.

[†] Aqui trataremos de lentes finas e ideais, sem aberrações, nas quais todos os raios que entram paralelos ao eixo óptico saem passando pelo foco.

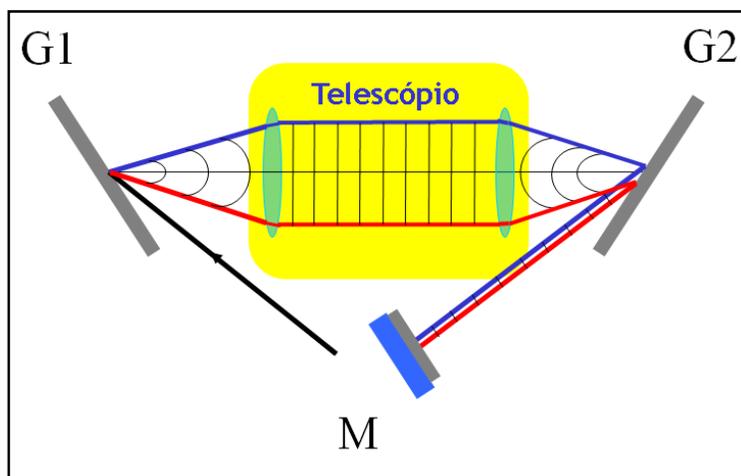


Figura 15 - Alongador temporal construído com duas grades de difração, um telescópio e um espelho retro-refletor para que o feixe retrace o seu caminho pelo sistema. O telescópio é inserido entre as duas grades para reconstruir a onda esférica. As lentes nesta representação são finas e ideais.

A dispersão total introduzida por um par de grades de difração é diretamente proporcional à distância inclinada b entre as grades de difração (Equação 38). A equação 38 também mostra que o alargamento temporal introduzido não depende da duração temporal inicial do pulso — que não necessariamente é limitado por transformada —, e sim unicamente da sua largura de banda espectral. Quanto maior a largura de banda do pulso, maior será a dispersão introduzida no mesmo, e conseqüentemente, maior serão o alargamento e a compressão temporais introduzidos.

Como ilustrado na Figura 15, o alongador descrito por Treacy necessita não somente de grades antiparalelas, mas também de um telescópio para que seja possível a reconstrução da frente de onda esférica. No caso real, as lentes introduzem aberrações esféricas no sistema, que ao modificar o ângulo com que os raios para cada comprimento de onda atingem a segunda grade, resultam em distorções de fase, que precisam ser controladas. Isso é necessário, para que o compressor possa compensar a dispersão positiva introduzida pelo alongador. Se houver aberração esférica no conjunto alongador, o compressor temporal não conseguirá compensar exatamente a dispersão positiva introduzida pelo alongador.

Além das aberrações esféricas, lentes reais também introduzem aberrações cromáticas, e por este motivo, em alongadores de pulsos ultracurtos, substitui-se a óptica refrativa, usada até agora para facilitar a compreensão do alongador de pulsos, por espelhos esféricos. Os espelhos esféricos são matematicamente equivalentes às lentes, porém não introduzem aberrações cromáticas que introduziriam mais distorções de fase. Para corrigir as aberrações esféricas, utiliza-se um alongador do tipo Öffner, descrito a seguir, que através do uso de espelhos côncavos e convexos, equivalentes a lentes convergentes e divergentes, respectivamente, elimina as aberrações cromáticas.

4.4. Alongador do tipo Öffner

O alongador do tipo Öffner^[76] foi o escolhido para ser implementado no sistema atualmente em operação nos laboratórios do CLA - IPEN, porque minimiza as aberrações esféricas^[77, 78] pela utilização de um sistema com um espelho côncavo e um convexo. O estudo aqui apresentado servirá para definir um alongador a ser futuramente construído para substituir o atual.

O alongador do tipo Öffner^[79] é composto por uma grade de difração, um espelho côncavo, um espelho convexo e, eventualmente, um espelho retro-refletor quando são necessárias duas passagens pelo alongador para duplicar a dispersão e o alargamento temporal introduzido. Um sistema Öffner, ilustrado na Figura 16, é formado pelos espelhos $E1$, côncavo, e $E2$, convexo, de raios de curvatura R e $R/2$, respectivamente. Os espelhos são posicionados concentricamente, a grade de difração fica a uma distância de $3R/4$ do espelho côncavo. O feixe entra no sistema e logo é disperso pela grade de difração G , que o difrata para o espelho côncavo $E1$, que por sua vez, o reflete para o espelho convexo $E2$. O espelho convexo $E2$ reflete o feixe novamente em direção ao espelho côncavo $E1$, que reflete o feixe pela segunda vez, só que desta vez, em direção à grade de difração G . Após ser disperso pela

segunda vez pela grade de difração, o feixe sai do sistema (1 passagem) ou é retro-refletido pelo espelho *ER* (Figura 15) em direção à grade novamente, retrazendo seu caminho pelo sistema (2 passagens), dobrando a dispersão introduzida.

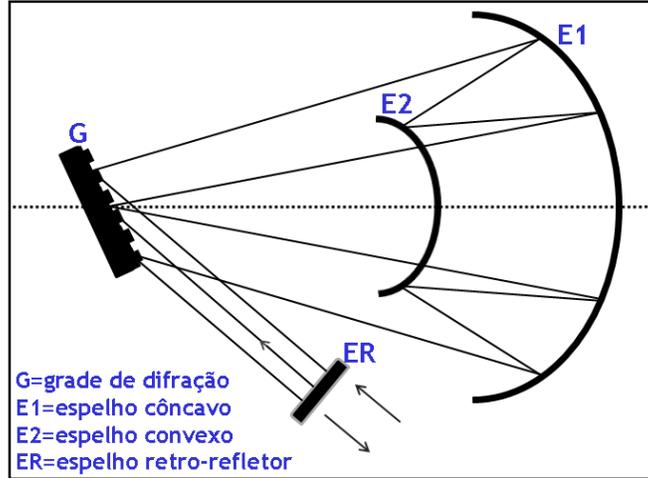


Figura 16 – Esquema de um alongador do tipo Öffner. Para o caso de uma passagem o caminho do feixe é descrito por G-E1-E2-E1-G e sai do sistema. Para o caso de dupla passagem pelo sistema, o caminho é descrito pela sequência G-E1-E2-E1-G-ER-G-E1-E2-E1-G e sai do sistema alongador.

A fase total introduzida por um alongador do tipo Öffner fora de centro foi deduzida por Zhang e colaboradores^[80, 81], de maneira análoga ao tratamento de Treacy já descrito anteriormente. Há porém, no cálculo de Zhang, um termo novo, mostrado na equação 40, relacionado à aberração esférica.

$$A = R \left[\text{sen}(\theta_1 - \phi_1) \left(\frac{1}{\text{sen}\theta_1} + \frac{1}{\text{sen}\theta_2} \right) - \frac{1}{2} \text{sen}(\theta_3 + \phi_3) \left(\frac{1}{\text{sen}\theta_3} + \frac{1}{\text{sen}\theta_4} \right) + \text{sen}(\theta_5 - \phi_5) \left(\frac{1}{\text{sen}\theta_5} + \frac{1}{\text{sen}\theta_6} \right) \right] + R \frac{\text{sen}\phi_6}{\text{sen}\theta_6} \cos\theta_0 \quad 40$$

onde R, os ângulos θ_0 a θ_6 e ϕ_1 a ϕ_6 são mostrados na Figura 17:

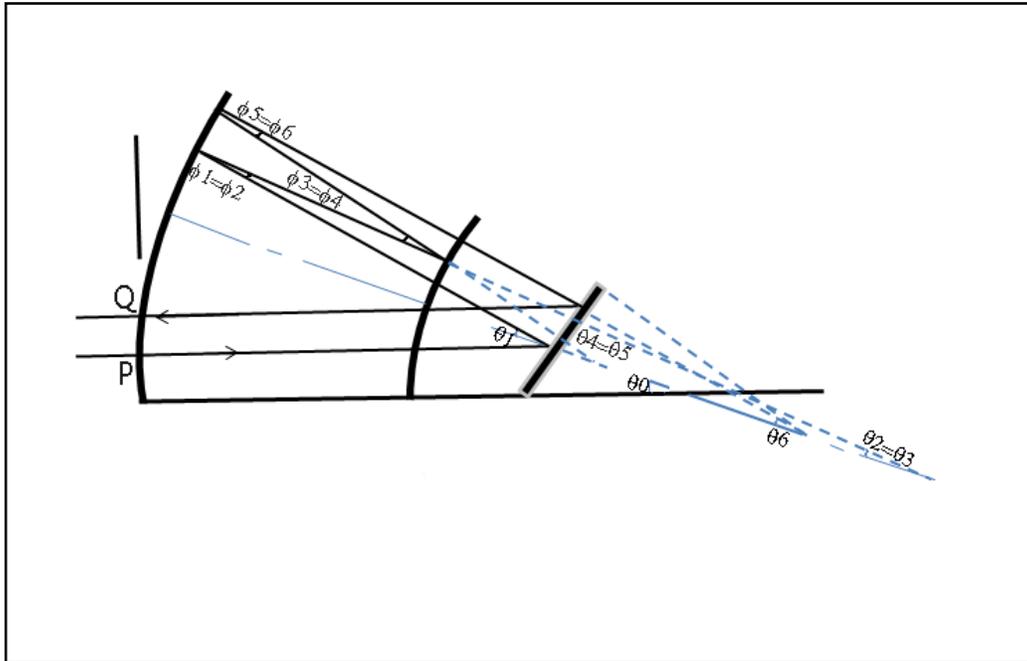


Figura 17 - Esquema de um alongador Öffner calculado por Jiang e colaboradores, incluindo dois espelhos (côncavo e convexo) e uma grade de difração, assim como, todos os ângulos e distâncias envolvidos.

O termo de aberração A pode inicialmente ser usado para compensar a dispersão introduzida por materiais presentes em um sistema CPA, como proposto por Zhang.

Um sistema utilizando duas lentes convergentes gera aberrações esféricas. Para minimizar as aberrações esféricas envolvidas ou mesmo a utilização do termo de aberração presente na equação (40) para compensar^[81] a dispersão introduzida por materiais presentes dentro do sistema CPA, pode-se utilizar um conjunto de espelhos parabólicos.

4.5. Medida da duração temporal de pulsos: autocorrelação

Para se medir temporalmente um pulso, torna-se necessário a utilização de um fenômeno mais rápido que ele. Os detectores mais rápidos de estado sólido utilizam transporte de elétrons através de semicondutores, e conseguem medir durações da ordem de poucos picossegundos. Quando se têm necessidade da medição de durações temporais inferiores a picossegundos, utiliza-se o próprio pulso para medir sua duração. Para isso,

utiliza-se uma réplica do pulso com a qual esse interage, que é a idéia fundamental das técnicas de *autocorrelação*, descritas a seguir.

4.5.1. Técnicas de caracterização de pulsos ultracurtos

A autocorrelação de intensidade ^[82] é uma das técnicas mais utilizadas na medida da duração temporal de um pulso laser. Este método indireto de medida não provê informação completa sobre a forma do pulso. Essa técnica utiliza efeitos não-lineares de segunda ordem e tem sinal sempre simétrico, mesmo para pulsos assimétricos. A largura do sinal de autocorrelação não-linear de intensidade tem uma largura que pode ser correlacionada com a largura do pulso que o gerou, desde que seja fornecida uma informação adicional sobre a forma do pulso que o gerou.

Outro método auxiliar de caracterização de pulsos ultracurtos é utilizar um espectrômetro convencional para extrair informações sobre a amplitude do pulso no domínio de frequência. Mas nenhuma informação sobre a fase do pulso no domínio de frequência pode ser inferida da medida do espectro, e por isso, a forma original do pulso não pode ser obtida por transformada de Fourier. Portanto, esses métodos não fornecem informações completas sobre o campo elétrico do pulso em amplitude e fase.

Para medir a autocorrelação de intensidade é necessário um processo não-linear para gerar um sinal de detecção proporcional ao produto da intensidade de dois pulsos. Geração de segundo harmônico em cristais finos (SHG) e absorção de dois fótons em foto-diodos semicondutores ^[83, 84] (2PA) são comumente utilizados para esse fim. Além disso, colocando-se o cristal fino gerador de segundo harmônico ou o 2PA no final de um interferômetro de Michelson, franjas de interferência aparecem no sinal de autocorrelação, levando à autocorrelação interferométrica (IAC) ^{[85, 86] [53]}. A autocorrelação interferométrica fornece

alguma informação adicional sobre a fase do pulso como função do tempo, mas não a determina completamente.

Esses métodos de autocorrelação de segunda ordem fornecem informações limitadas quanto a duração do pulso e sua varredura em frequência (*chirp*). Uma caracterização completa da amplitude e fase do pulso necessita do uso de métodos baseados em medidas espectrais, tais como porta óptica resolvida em frequência (Frequency-Resolved Optical Gating-FROG)^[87, 88] e a interferometria de fase espectral para reconstrução direta do campo elétrico (SPIDER-Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction)^[89].

4.5.2. Autocorrelação de segunda ordem

Na técnica de autocorrelação de intensidade de segunda ordem, um pulso curto é separado em duas réplicas que se sobrepõem espacialmente e temporalmente em um meio fino, cuja resposta depende do atraso relativo entre os pulsos.

Consiste basicamente em medir a intensidade de autocorrelação^[82] $S_{\text{int}AC}$, que é a integral no tempo, da intensidade de um pulso convoluída com a intensidade deslocada no tempo do mesmo pulso, como função da variável τ (equação 41).

$$S_{\text{int}AC}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t+\tau)dt = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau)dt = S_{\text{int}AC}(-\tau) \quad 41$$

Um autocorrelador desse tipo é mostrado na Figura 18, onde há uma linha de atraso variável que introduz um atraso τ relativo entre as réplicas do pulso.

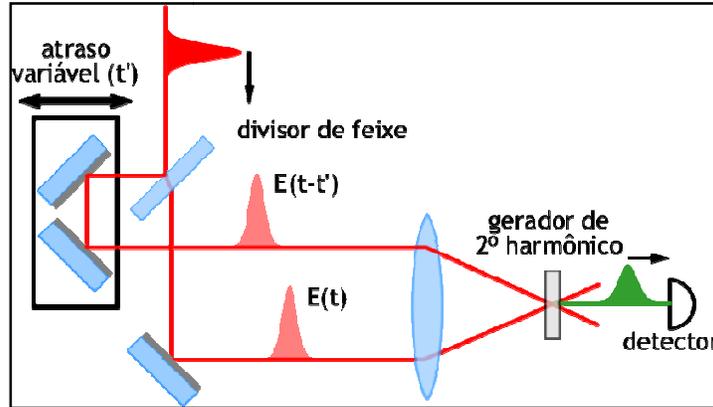


Figura 18 - Autocorrelador de intensidade de segunda ordem.

É medida uma curva pelo detector, na qual a variável independente é o atraso t' e a largura é τ_{AC} . A forma da curva de autocorrelação depende da forma do pulso, e para cada forma de pulso há uma relação entre as larguras das duas funções. No caso de pulsos do tipo $\text{sech}(1,76 t/\tau_p)^2$, que são gerados em regime de travamento de modos passivo, a função de autocorrelação f_{AC} é dada por:

$$f_{AC} = 3a \operatorname{csch}^2\left(2,72 \frac{t'}{\tau_{AC}}\right) \left[2,72 \frac{t'}{\tau_{AC}} \coth\left(2,72 \frac{t'}{\tau_{AC}}\right) - 1 \right] \quad 42$$

e a relação entre as larguras das funções é

$$\tau_{AC} = 1,54 \tau_p \quad 43$$

Os esquemas apresentados anteriormente são adequados quando os pulsos a serem medidos são provenientes de um trem de pulsos a uma alta taxa de repetição, de forma que o sinal detectado para cada atraso τ é uma média de vários pulsos. Quando os pulsos não são repetitivos, ou sua taxa de repetição é baixa, o esquema de autocorrelação apresentado não é adequado para sua caracterização temporal, e neste caso deve ser utilizado um esquema de

pulso único. Sendo assim, a autocorrelação de intensidade não necessariamente precisa ser realizada pelo movimento de um braço do interferômetro como mostrado na Figura 18.

4.5.3. Autocorrelador de pulso único

No chamado autocorrelador de pulso único^[90, 91] (Figura 19), dois pulsos interagem dentro de um cristal dobrador de frequência espesso.

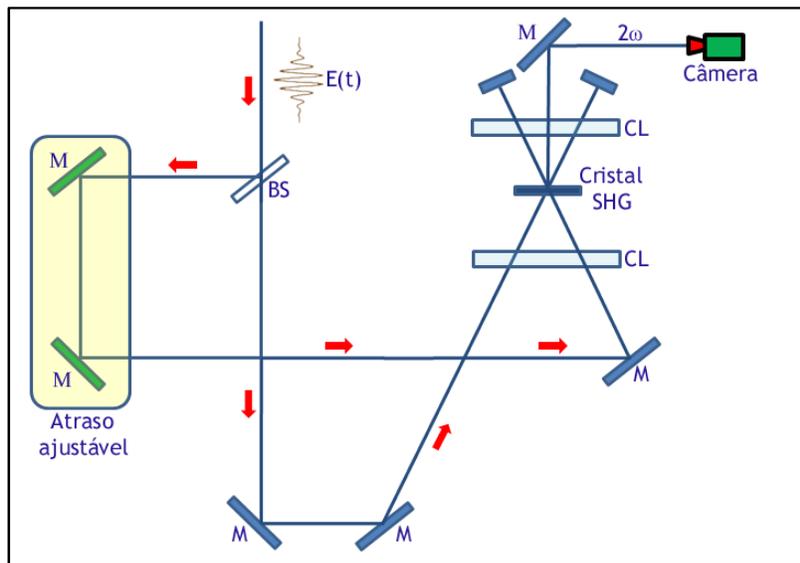


Figura 19 – Esquema óptico de um auto-correlador de pulso único. As réplicas atrasadas do pulso incidente são focalizadas com a ajuda de lentes cilíndricas (CL) em um cristal para geração de segundo-harmônico. O cruzamento espacial-temporal dos dois pulsos estendidos espacialmente é medido através da geração de segundo-harmônico e gravado com uma câmera (M=espelho;BS=divisor de feixe).

Apenas dentro de uma pequena região do cristal os pulsos sobrepõem-se espacialmente e temporalmente, como esquematizado na Figura 20, onde os pulsos 1 e 2 são as réplicas do pulso a ser medido. É posicionada uma CCD para captar a propagação do segundo harmônico e registrar o traço de autocorrelação de um único pulso, permitindo sua discriminação espacial.

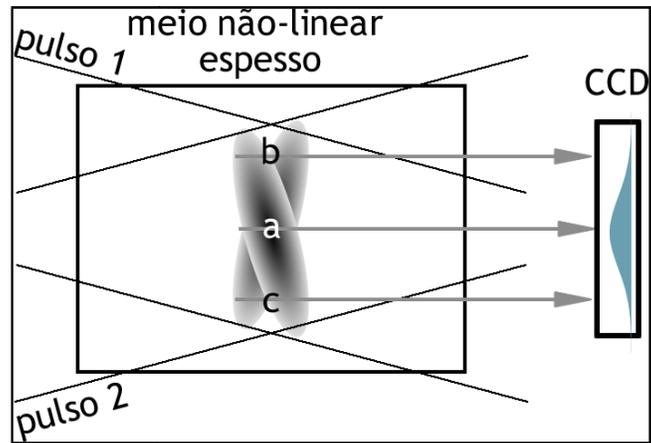


Figura 20 – Sobreposição dos pulsos num autocorrelador de pulso único. Ao longo da linha **a** os pulsos chegam simultaneamente; ao longo da linha **b** o pulso 1 chega antes do pulso 2 e ao longo da linha **c** o pulso 2 é o primeiro a chegar. O percurso de **b** para **c** representa a variável independente da função de autocorrelação.

Esses dispositivos são apropriados para pulsos laser de femtossegundos e alta intensidade e conseqüentemente são importantes ferramentas para ajustar amplificadores de femtossegundo de baixa taxa de repetição. Também existem arranjos sensíveis a fase^[91, 92].

5. Parte Experimental

5.1. Laboratório

Para a realização deste trabalho, contamos com toda a infra-estrutura necessária, disponível no Laboratório de Lasers Compactos de Altíssima Potência do CLA. Neste laboratório, há um sistema Laser CPA de Altíssima Potência composto por um oscilador principal de Ti:Safira (Rainbow, Femtolasers^[93]), um amplificador CPA multipasso de Ti:Safira com amplificação de $\sim 10^6$ vezes (Odin, Quantronix^[94]) e um amplificador multipasso de Cr:LiSAF, com amplificação superior a 10^2 , desenvolvido e construído no CLA, e integrado ao CPA^[95-97], e um compressor de pulsos para energias até 100 mJ (*Pulsar*, Amplitude Technologies^[98]).

O esquema completo do sistema atual encontra-se na Figura 21.

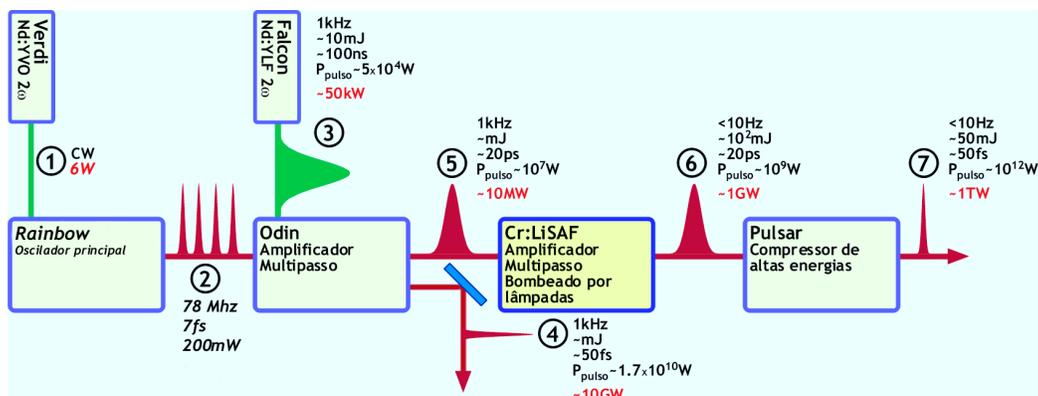


Figura 21 - Esquema do sistema de alta potência.

O oscilador principal (seeder, Figura 23) é bombeado por um laser *Verdi* da *Coherent*, e opera em regime de *KLM* (Kerr Lens Mode-Locking), gerando pulsos do tipo $\text{sech}^2(t)$, com duração (FWHM) inferior a 6 fs e potência média de aproximadamente 200 mW (feixe ②), com aproximadamente 350 nm de largura de banda a -10 dB. O controle da dispersão intracavidade é feito por chirped mirrors.

O comprimento do ressonador define a taxa de repetição em 78 MHz. Um detector rápido observando este trem de pulsos (Figura 22) gera um sinal eletrônico que é utilizado para sincronizar todos os bombeamentos e células de Pockels no restante do sistema, assim como os dispositivos de caracterização.

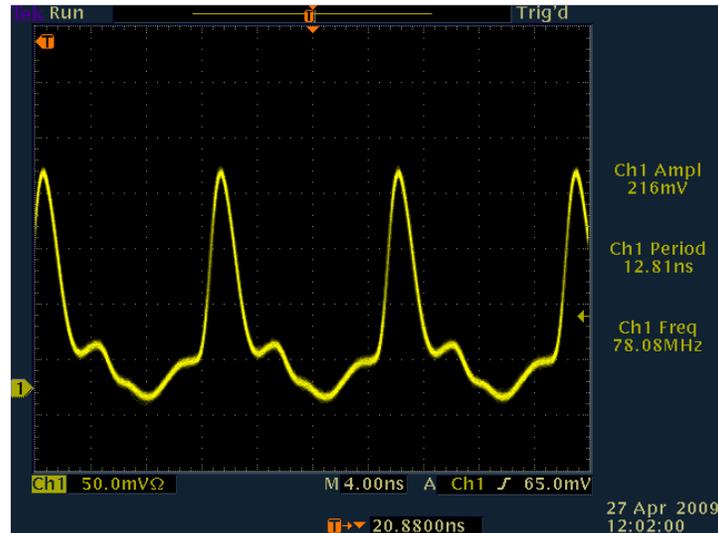


Figura 22 - Trem de pulsos do oscilador principal Rainbow operando a 78 MHz.

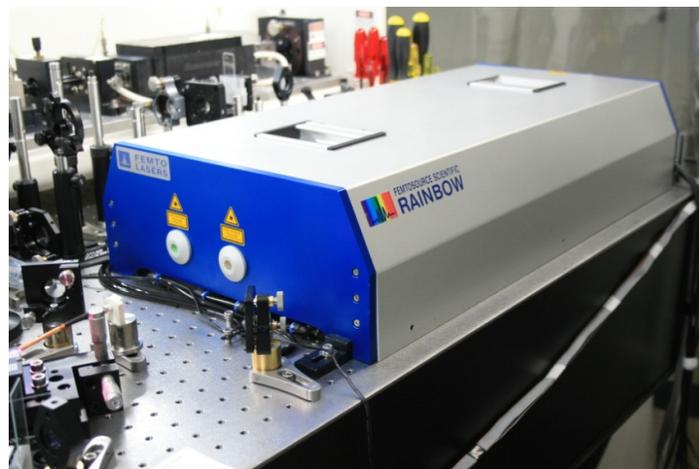


Figura 23 - Vista do Oscilador principal.

Foi utilizado um autocorrelador interferométrico, que a partir de um traço de autocorrelação (Figura 24b) calcula a duração temporal do pulso. O espectro medido do oscilador principal é indicado na Figura 24a e é utilizado pelo software do equipamento para calcular o centro de massa do espectro, e a partir deste comprimento de onda calibrar as

franjas de autocorrelação de possibilitam a determinação da duração temporal do traço de autocorrelação. A autocorrelação foi utilizada para determinar a duração temporal do pulso igual a 6,4 fs.

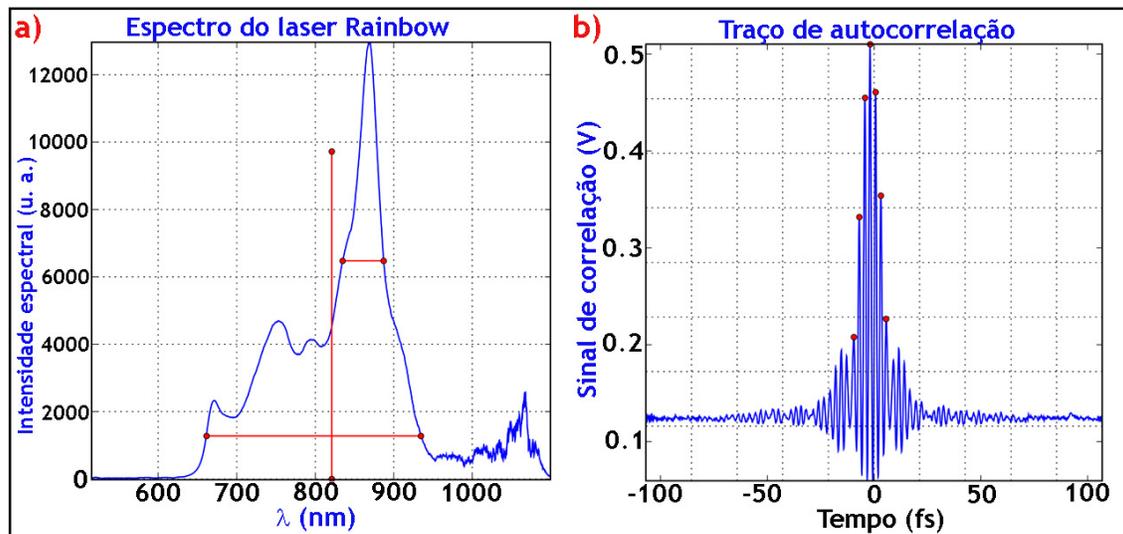


Figura 24 – (a) Espectro medido, utilizado para calcular a duração temporal do traço de autocorrelação (b). O traço de autocorrelação é utilizado para determinar a duração do pulso.

O amplificador *Odin* é bombeado por um laser de Nd:YLF modelo *Falcon*, da Quantronix. O meio de ganho deste laser encontra-se sob bombeamento contínuo por uma lâmpada de xenônio, e opera em regime de Chaveamento-Q ativo controlado por um modulador acústico-óptico. O ressonador para a emissão fundamental do Nd:YLF, em 1053 nm, é definido por dois espelhos de alta refletividade, sendo acoplado a um segundo ressonador por meio de um cristal gerador de segundo harmônico (LBO), que gera a saída útil. Esta saída útil produz pulsos em 527 nm, com largura temporal inferior a 150 ns a uma taxa de repetição de 1 kHz e energia de até 17 mJ por pulso (feixe ③). na Figura 25 é dado destaque ao amplificador *Odin* e seu bombeador *Falcon*.

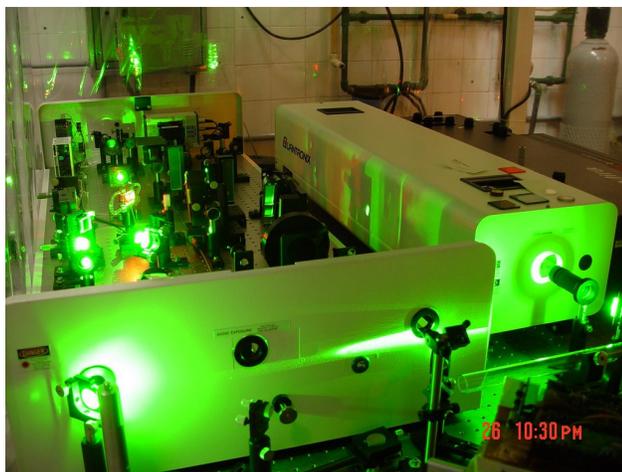


Figura 25 - Destaque do amplificador Odin (à esquerda aberto) e seu bombeador Falcon (à direita).

Os pulsos provenientes do oscilador principal são injetados no *Odin*, que foi alterado de sua configuração padrão centrada em 800 nm, para operar em torno de 830 nm (pico de ganho do Cr:LiSAF). No interior do *Odin* os pulsos são alargados temporalmente para aproximadamente 20 ps num alongador com razão nominal de alargamento igual a 1 ps/nm.

Após o alargamento temporal, o trem de pulsos passa através de uma célula de Pockels que reduz sua taxa de repetição de 78 MHz para 1 kHz.

Originalmente o Odin amplificava os pulsos de um oscilador Mira-Seed-R (Coherent), gerados com aproximadamente 250 mW em 40 nm de largura de banda, com comprimento de onda sintonizável de 750 nm a 900 nm a 78 MHz. Adquiriu-se um novo oscilador Rainbow (Femtolasers) com maior largura de banda (370 nm a -10dB) e potência de 200 mW. Estas características, que diminuem a energia no intervalo de comprimento de onda que será amplificado pelo Odin, em torno de 800 nm, nos levaram a modificar o estágio de amplificação de 8 para 9 passagens pelo meio de ganho.

Os pulsos alargados são então injetados num amplificador multipasso de 9 passagens pelo meio de ganho, que está sob bombeamento pelo laser *Falcon*, e são amplificados por um fator 10^6 para mais de 500 μ J de energia. No sistema comercial padrão, ao sair do

amplificador, os pulsos são injetados num compressor casado com o alongador, com distância variável entre as grades, o que permite obter pulsos com duração temporal inferior a 35 fs e potências superiores a 20 GW. Sob nossas especificações, esta saída foi preservada no sistema (feixe ④ na Figura 21), sendo incluída uma segunda célula de Pockels após o amplificador, que operando a 1 kHz aumenta o contraste do feixe em relação ao seu pedestal. Também solicitamos que o sistema fosse modificado para permitir a extração dos pulsos amplificados, porém não comprimidos, com duração de ~20 ps e potência pico de ~50 MW (feixe ⑤). Posteriormente modificamos a sincronia do sistema, para que a segunda célula de Pockels reduzisse a taxa de repetição do sistema para frequências de sub-múltiplos de 1 kHz até pulso único, para injetar pulsos amplificados e não-comprimidos no amplificador de Cr:LiSAF.

Os pulsos amplificados pelo cristal de Cr:LiSAF (feixe ⑥) são injetados no compressor *Pulsar*, que conta com 2 grades de difração de $10 \times 6 \text{ cm}^2$ e é construído em configuração de “telhado” (*roof*). O *Pulsar* também tem distância variável entre as grades de difração, permitindo que a duração final dos pulsos seja controlada (feixe ⑦). Na Figura 26 é representado sistema completo, incluindo as partes comerciais e o amplificador de Cr:LiSAF desenvolvido e construído em nosso laboratório. O alongador do tipo Öffner, objetivo de estudo desse trabalho, futuramente substituirá o alongador presente no amplificador Odin.

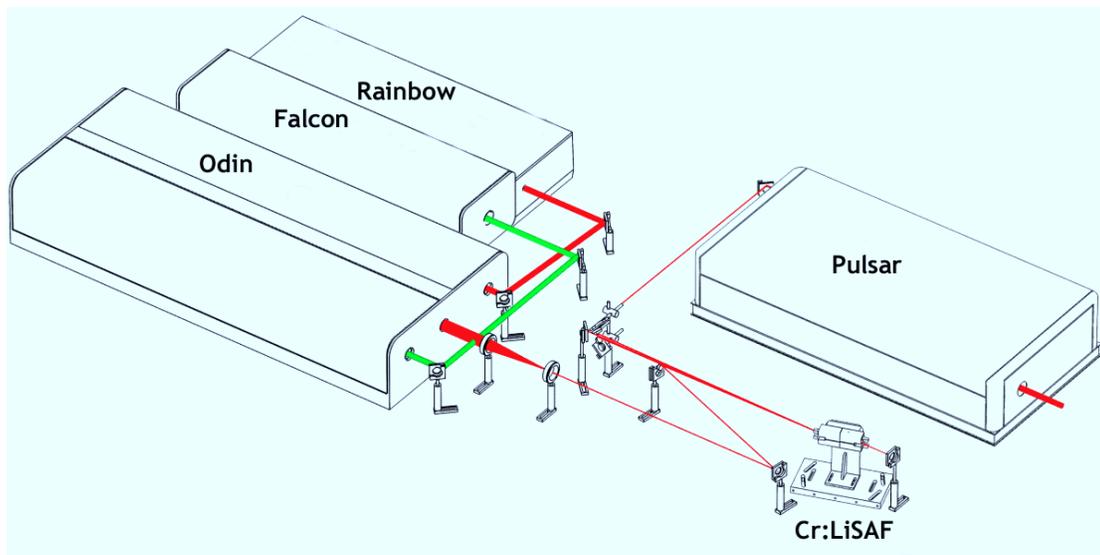


Figura 26 - Representação do sistema completo, com os feixes de bombeamento (verde) e o feixe infravermelho esquematizados. O alongador Öffner deverá substituir o alongador do sistema CPA.

5.2. Determinação da limitação da largura de banda nos componentes ópticos do sistema atual

Foi realizada uma caracterização espectral dos diferentes componentes ópticos (espelhos, grades de difração e polarizadores) do sistema CPA, para determinar a largura de banda disponível nos diversos estágios do sistema. Buscou-se caracterizar como os componentes ópticos limitam a largura de banda a ser amplificada pelo sistema, antes e depois do alongador. Os espectros após cada componente óptico do amplificador foram medidos, para determinar a banda passante pelo sistema e suas limitações.

A Figura 27 mostra um esquema do oscilador principal Rainbow e o amplificador Odin, onde também se dá destaque para o estágio de amplificação, alongador e o compressor temporais de pulsos curtos. As letras em negrito indicam as posições de medidas espectrais realizadas para o conhecimento dos componentes e fatores limitantes de largura de banda do sistema. As letras **A**, **B**, **C**, **D**, **E**, **F** e **G** ilustram, respectivamente, os pontos de medidas espectrais na saída do oscilador principal Rainbow, na entrada do amplificador depois de

passar pelo isolador óptico, após os primeiros espelhos dielétricos, na saída do alongador temporal de pulsos, depois do amplificador, na saída do Odin amplificado não comprimido (picossegundos de duração temporal) e na saída do Odin amplificado comprimido (femtossegundos de duração temporal).

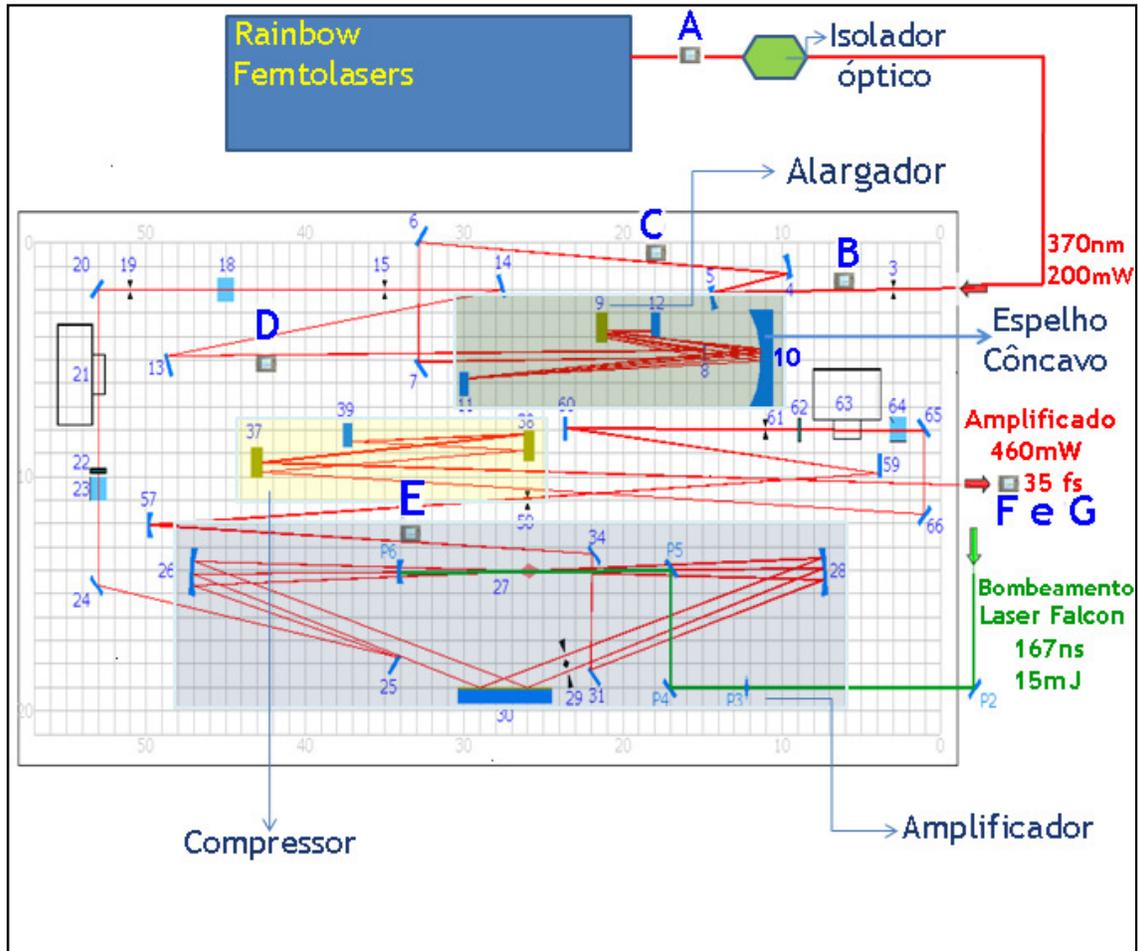


Figura 27-Esquema do amplificador Odin. O feixe é alargado, amplificado e comprimido, aumentando a intensidade final dos pulsos.

A Figura 28 (A e B) mostra o espectro do oscilador principal Rainbow e a duração temporal correspondente, do pulso limitado por transformada, calculada por Transformada de Fourier a partir do espectro. O espectro foi medido na posição "A" indicada na Figura 27. Não se pode realizar o cálculo da Transformada de Fourier diretamente a partir de um espectro de intensidade em função do comprimento de onda obtido no laboratório, uma vez

que a esta Transformada relaciona campos elétricos do pulso nos domínios espectral e temporal. Por isso, antes de calcular a Transformada de Fourier, é necessário tirar a raiz quadrada das intensidades desse espectro, já que a intensidade é proporcional ao quadrado do campo elétrico, e converter o espectro para o domínio de frequências utilizando a relação $\omega = 2\pi c/\lambda$. Uma vez calculada a Transformada, para se obter a duração temporal do pulso, precisamos elevar ao quadrado o campo elétrico dependente do tempo obtido, para calcular a duração temporal a partir do gráfico de intensidade desse campo elétrico. Esses cálculos foram efetuados no software Mathematica 7.0^[99].

Como trata-se de um laser de pulsos ultracurtos, podemos observar que sua duração temporal calculada é de poucos femtossegundos, uma vez que, seu espectro tem aproximadamente 270 nm de largura de banda a -10dB.

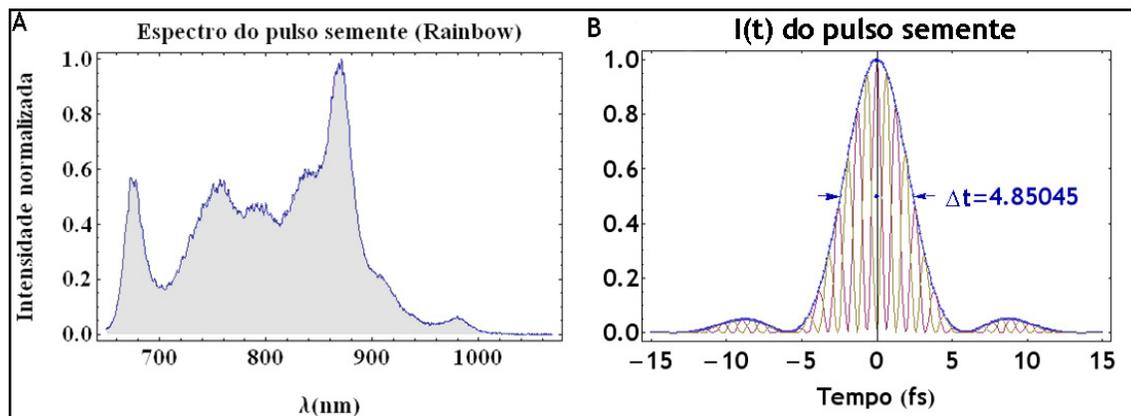


Figura 28 – Em **A** mostra-se o espectro do pulso semente a ser amplificado nos estágios posteriores do sistema CPA. Em **B** mostra-se duração temporal calculada por Transformada de Fourier do espectro do pulso semente.

A duração de 4,85 fs obtida na Figura 28 difere da obtida pelo traço de autocorrelação na Figura 24, que foi de 6,4 fs. Essa diferença deve-se ao cálculo de Transformada de Fourier retornar um pulso limitado por transformada, ou seja, de menor duração possível para um determinado espectro. Para se obter um resultado semelhante com o traço de autocorrelação, antes é necessário compensar em módulo a dispersão sofrida pelo pulso ao sair do laser.

Na entrada do amplificador, o pulso tem 260 nm de largura de banda e duração temporal de aproximadamente 6,5 fs, como mostrado na Figura 29. A posição de medida é indicada em “B” na Figura 27. Isto significa que o pulso teve sua largura de banda encurtada de aproximadamente 4% e sua duração aumentada em aproximadamente 32%, ou seja, uma pequena diminuição da largura de banda do pulso implicou em um grande aumento de sua duração temporal. Há portanto, um fator de oito vezes entre o aumento da duração temporal e a diminuição da largura de banda. Além disso, devido ao corte espectral, observam-se picos de intensidade antes e depois do pulso. Porém, devido ao fato de o espectro ser muito largo, a supressão de uma pequena fração de suas componentes faz com que a amplitude destes picos seja muito pequena em relação ao pico principal, e a energia contida nestes seja desprezada. Estas pequenas oscilações são também observadas como consequência dos outros elementos limitantes de banda, mas por serem desprezíveis não estão mostradas nas figuras 30 a 34.

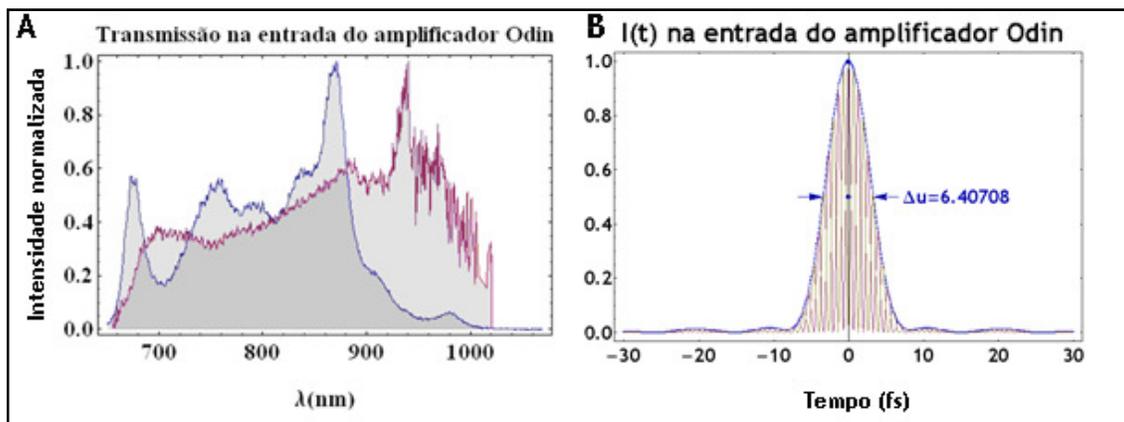


Figura 29 - A. Transmissão na entrada do amplificador Odin (em vermelho) sobreposta ao espectro do pulso semente a ser amplificado no sistema CPA (em azul) **B.** Duração temporal calculada por Transformada de Fourier do pulso transmitido na entrada do amplificador Odin.

Após o primeiro espelho dielétrico (número 5 na Figura 27), a largura de banda é diminuída para aproximadamente 230 nm (Figura 30A), porque o espelho não reflete todo o espectro incidente sobre ele, ou seja, parte do espectro encontra-se fora de sua curva de reflexão cromática. Isso se reflete no cálculo da duração temporal do pulso, que é aumentada

para aproximadamente 7 fs (Figura 30B). A medida foi feita na posição C indicada na Figura 27.

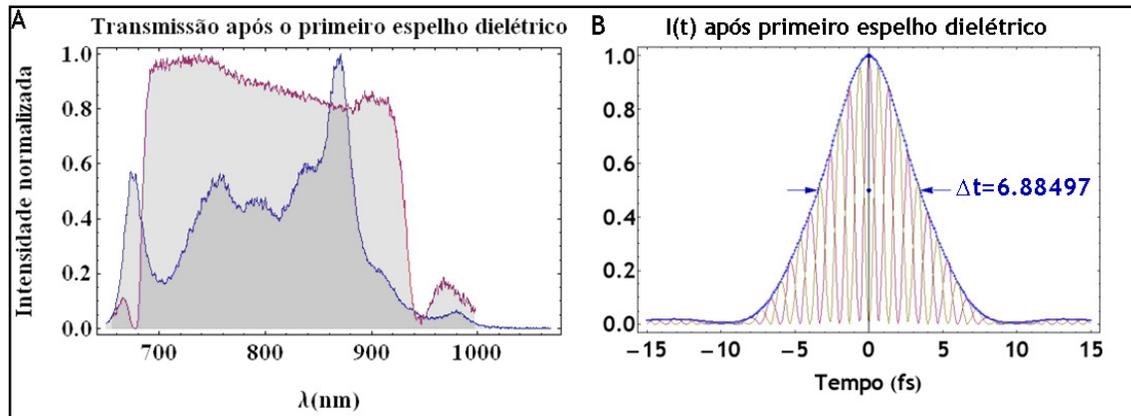


Figura 30 - A. Transmissão após o primeiro espelho dielétrico do amplificador Odin (em vermelho) sobreposta ao espectro do pulso semente que é amplificado no sistema CPA (em azul) **B.** Duração temporal calculada por Transformada de Fourier do pulso transmitido após o primeiro espelho dielétrico do amplificador Odin.

Dentro do alongador, depois de difratado pela grade (número 9 na Figura 27), o pulso se torna espacialmente maior que o espelho côncavo (11 cm de diâmetro, número 10 na Figura 27), e suas extremidades não são refletidas, diminuindo a largura de banda para aproximadamente 150 nm na saída do alongador (Figura 31A). A duração temporal então é aumentada para aproximadamente 12,5 fs (Figura 31B) por causa dessa limitação na largura de banda imposta pelo alongador temporal de pulsos. A posição de medida é indicada pela letra D na Figura 27. Isto significa uma diminuição da largura de banda de 35% em relação à medida anterior e um aumento de 80% na duração temporal. Há portanto, um fator inferior a duas vezes entre o aumento da duração temporal e a diminuição da largura de banda. Comparando-se este fator ao encontrado para a entrada do Odin, pode-se concluir que quanto menor a for duração do pulso, mais sensível esta será à diminuição da largura de banda do pulso.

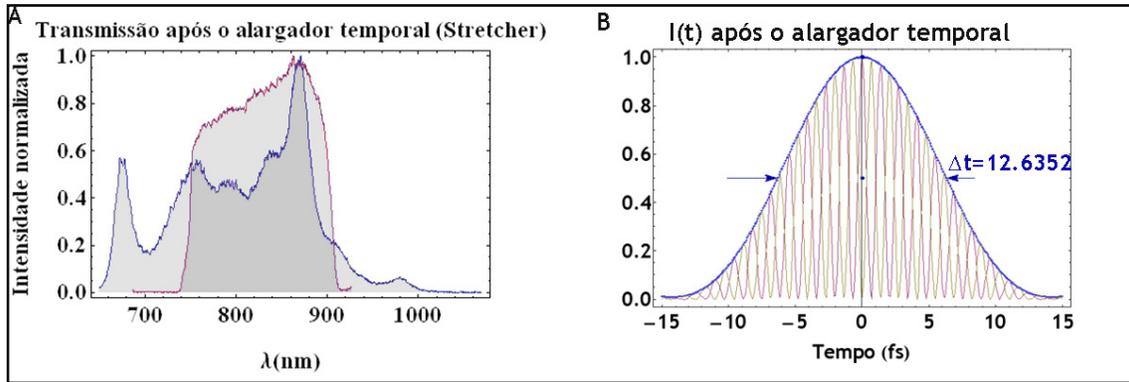


Figura 31 - A. Transmissão após o alongador temporal do amplificador Odin (em vermelho) sobreposta ao espectro do pulso semente que é amplificado no sistema CPA (em azul) **B.** Duração temporal calculada por Transformada de Fourier do pulso transmitido após o alongador temporal do amplificador Odin.

A Figura 32A mostra que após nove passagens do feixe dentro do meio de ganho — sem bombeamento — a largura de banda é reduzida para aproximadamente 130 nm devido à limitação da banda passante dos componentes ópticos do amplificador. O feixe é refletido 27 vezes por espelhos durante as 9 passagens, sendo modulado por suas curvas de refletividade, que estreitam seu espectro. A duração temporal calculada (Figura 32B) aumenta para aproximadamente 15,5 fs, por causa dessa limitação de largura de banda. A medida da posição é indicada pela letra “E” na Figura 27.

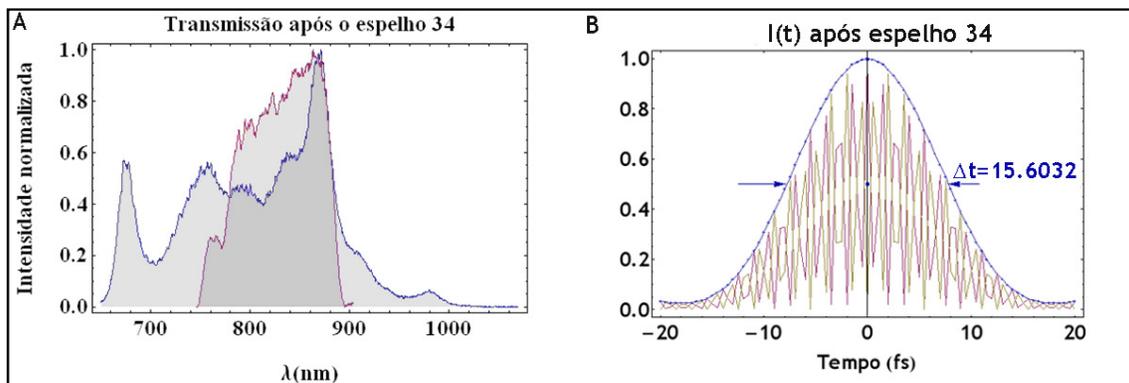


Figura 32 - A. Transmissão após o espelho 34 mostrado na Figura 27, após 9 passagens pelo cristal de Ti:Safira do amplificador Odin (em vermelho) sobreposta ao espectro do pulso semente que é amplificado no sistema CPA (em azul) **B.** Duração temporal calculada por Transformada de Fourier do pulso transmitido após o primeiro espelho dielétrico do amplificador Odin.

A Figura 33 (A e B) mostra o pulso alargado amplificado (regime de picossegundo) e sua duração temporal calculada final. A posição de medida é indicada na letra F da Figura 27.

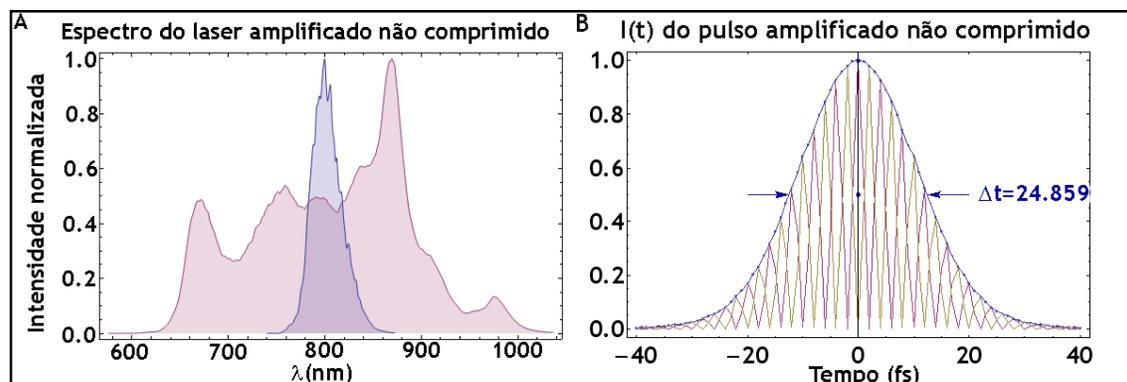


Figura 33 - A. Espectro do pulso laser que sai do amplificador Odin (em azul) sobreposta ao espectro do pulso semente que foi amplificado nos estágios anteriores do sistema (em vermelho) **B.** Duração temporal calculada por Transformada de Fourier do espectro amplificado no Odin, comprimido temporalmente pelo mesmo.

A Figura 34 mostra o pulso amplificado, comprimido (regime de femtossegundo) e sua duração temporal calculada final. A posição de medida é indicada pela letra G na Figura 27.

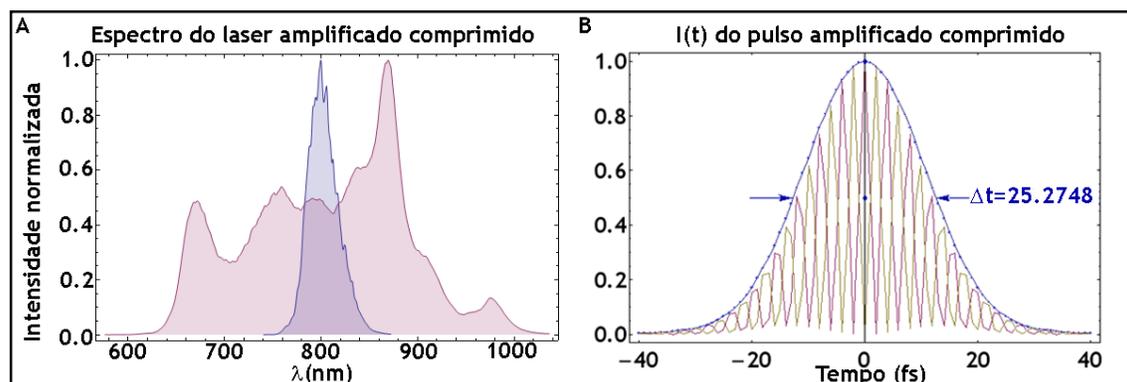


Figura 34 - A. Espectro do pulso laser que sai do amplificador Odin (em azul), sem passar pelo compressor temporal do sistema CPA, sobreposta ao espectro do pulso semente que foi amplificado nos estágios anteriores do sistema (em vermelho) **B.** Duração temporal calculada por Transformada de Fourier do espectro amplificado no Odin, porém não-comprimido temporalmente pelo mesmo.

Ambas, a Figura 33 e a Figura 34, mostram que o compressor não é um fator limitante da largura de banda disponível no sistema. Isso pode ser concluído porque a duração

temporal do pulso não mudou entre os dois casos. Porém o compressor pode vir a se tornar um fator limitante do sistema para os casos em que se aumenta a largura de banda. Além disso, elas também mostram que houve um alargamento temporal do pulso ao passar pelo estágio amplificador. O motivo é o estreitamento de ganho (gain narrowing). O estreitamento de ganho remete ao fato de o pulso passar 9 vezes pela curva de ganho do Ti:Safira (meio de ganho do amplificador Odin). No cristal, o ganho é maior para o centro do pulso do que nas suas bordas, uma vez que a amplificação não é linear em comprimento de onda, seguindo o espectro de emissão do meio de ganho, o que faz com que o pulso tenha seu espectro estreitado. O resultado disso, portanto, é a diminuição da sua largura de banda com consequente aumento da sua duração temporal.

Foram feitas medidas em um autocorrelador de pulso único (single-shot) para se determinar a duração temporal do pulso amplificado em regime de femtossegundos, e comparar com a duração temporal limitada por transformada mostrada na Figura 34. A Figura 35 mostra a calibração do autocorrelador realizada para os dados obtidos na medida do traço de autocorrelação. Foram tomadas 12 medidas variando-se o caminho percorrido pelo feixe, utilizando-se o micrômetro para controlar a linha de atraso. A cada medida, o micrômetro introduzia $40 \mu\text{m}$ na distância percorrida pelo feixe, o que corresponde um acréscimo de 133 fs ao tempo que o feixe leva para chegar ao cristal gerador de segundo harmônico ($133 \text{ fs} = 40 \mu\text{m}/c$). Foi ajustada a cada um dos 12 conjuntos de dados a função de autocorrelação (equação 42), que é a função de autocorrelação para um pulso com perfil temporal de sech^2 , resultante do travamento passivo dos modos longitudinais da cavidade.

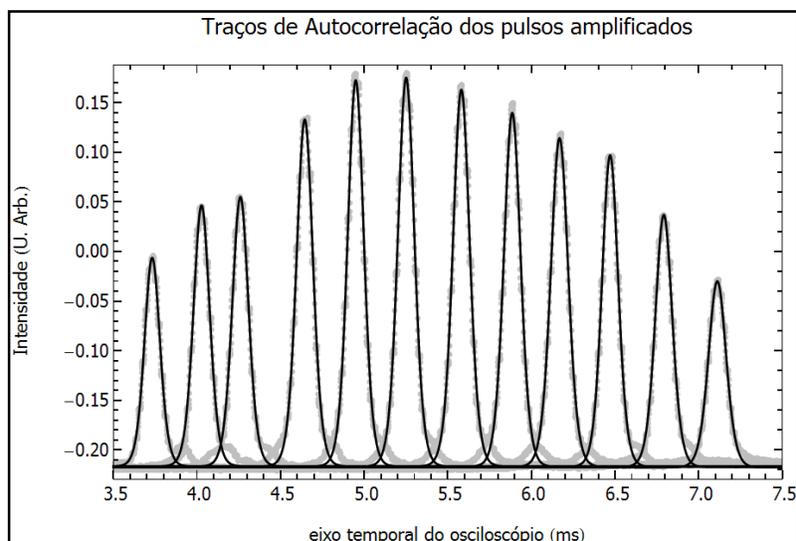


Figura 35 - Traços de autocorrelação dos pulsos amplificados, obtidos por um autocorrelador de pulso único (single-shot). A cada traço de autocorrelação, representado pelos dados em cinza, foi ajustada uma função de autocorrelação do tipo mostrado na equação 42.

Através dos ajustes realizados, obtém-se a posição central t_0 de cada pulso e suas larguras τ_p (FWHM). Através desse ajuste, observa-se que o deslocamento no eixo temporal do osciloscópio entre as medidas subsequentes é de aproximadamente $320 \mu\text{s}$. Esse atraso é relativo à mudança de $40 \mu\text{m}$ no caminho percorrido pelo feixe entre as medidas subsequentes, ou seja, equivalente a uma calibração de aproximadamente de $8 \mu\text{s}/\mu\text{m}$. Como anteriormente, o atraso inicial calculado foi de 133 fs para uma mudança de $40 \mu\text{m}$ no caminho percorrido pelo feixe entre as medidas subsequentes, há uma relação entre a medida observada na tela do osciloscópio e a escala de tempo real. Essa calibração é dada pela razão entre a medida do deslocamento temporal na tela do osciloscópio ($320 \mu\text{s}$) e o valor da medida real (133 fs). O valor encontrado para essa calibração é de $2,29 \mu\text{s}/\text{fs}$. Esses dados estão dispostos na Tabela 2, onde mostra-se da esquerda para a direita, a ordem das medidas, a largura do traço de autocorrelação dada pelo ajuste da função de autocorrelação ao traço medido pelo osciloscópio, o equivalente em micrometros para essa medida (a extensão espacial do pulso), a duração do traço de autocorrelação (τ_{AC} , FWHM) e a duração temporal do pulso (τ_p , FWHM). Esse último, leva em conta a relação (43), que descreve a razão entre

a largura temporal da autocorrelação e do pulso que a gerou, que para um pulso do tipo $\text{sech}(t)^2$ é $\tau_{AC} = 1,54\tau_p$. Multiplicando-se 1,54 pela calibração 2,29 $\mu\text{s}/\text{fs}$, obtemos a calibração final para obtermos a duração temporal final do pulso (última coluna da Tabela 2). O valor final para a calibração é de $3,54 \pm 0,02 \mu\text{s}/\text{fs}$.

Medida	τ_p (μs)	Δx (μm)	Calibração 7,67 \pm 0,03($\mu\text{s}/\mu\text{m}$)	Calibração 3,54 \pm 0,02($\mu\text{s}/\text{fs}$)
			FWHM _{AC} (fs)	FWHM _{pulso} (fs)
1	124,03	16,18	53,96	35,04 \pm 0,17
2	118,07	15,48	51,64	35,53 \pm 0,16
3	113,01	14,74	49,17	31,93 \pm 0,15
4	121,59	15,86	52,89	34,35 \pm 0,16
5	116,75	15,23	50,79	32,98 \pm 0,15
6	116,34	15,17	50,61	32,87 \pm 0,15
7	114,84	14,98	49,96	32,44 \pm 0,15
8	112,63	14,69	49	31,82 \pm 0,15
9	114,77	14,97	49,93	32,42 \pm 0,15
10	113,92	14,86	49,56	32,18 \pm 0,15
11	113,69	14,83	49,46	32,12 \pm 0,15
12	108,89	14,2	47,37	30,76 \pm 0,15

Tabela 2 – Medida da duração temporal dos pulsos amplificados, utilizando-se um autocorrelador de pulso único. A média das medidas de autocorrelação é (32,65 \pm 0,04)fs (FWHM do pulso).

A Figura 36 mostra o perfil transversal do feixe laser (escala em cores falsas, onde a intensidade é maior na cor vermelha e menor na cor azul), na entrada do amplificador, na saída do Alongador, e o feixe amplificado não comprimido na saída do Amplificador Odin. Esses perfis possibilitam uma análise inicial da qualidade do feixe nesses pontos de medida, antes mesmo da realização de medidas envolvendo M^2 . Observa-se que nas diferentes posições medidas não há alterações significativas no perfil do feixe. Também não se observa padrões de difração decorrentes de mau alinhamento do sistema.

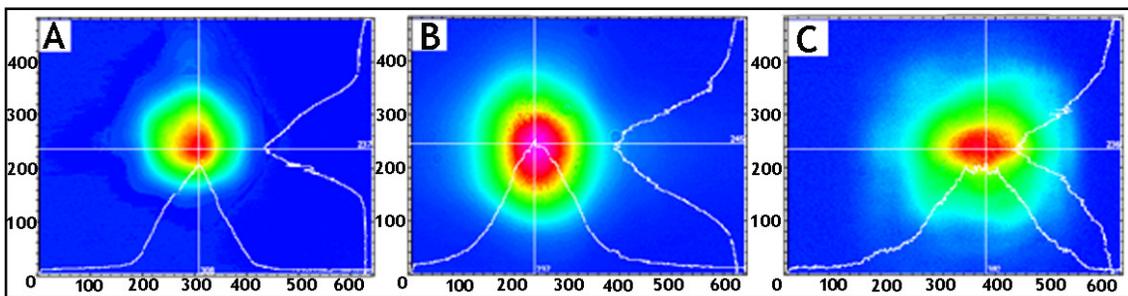


Figura 36 - Seção transversal do feixe laser em cores falsas tiradas com uma CCD para: **A.** Entrada do Odin; **B.** Saída do Alongador atual do sistema; **C.** Perfil de saída do Amplificador Odin, feixe amplificado e não comprimido. Nas margens de baixo e à direita de cada figura, o perfil de intensidade ao longo das linhas que se cruzam no pico de intensidade é plotado.

A partir da caracterização apresentada concluímos que o alongador atual do sistema é o principal componente limitador da largura de banda disponível no sistema, produzindo pulsos com 150 nm de largura de banda. Os espelhos dielétricos de grande largura de banda diminuem a largura de banda para 140 nm, mas um fator limitante mais importante é estreitamento de ganho (gain narrowing), que diminui a largura de banda (FWHM) dos pulsos amplificados para aproximadamente 35 nm, elevando a duração final do pulso para 35 fs.

5.3. Simulações do efeito de corte nas bordas do espelho

Como foi visto nos experimentos realizados no laboratório e descritos na seção anterior, precisamos realizar cálculos e simulações numéricas para dimensionar o sistema.

Também deve-se conhecer os efeitos de uma possível perda de largura de banda em espelhos do sistema, antes da implantação do sistema alongador. Isso envolve o cálculo das dimensões dos componentes ópticos a serem utilizados (grade de difração, espelhos côncavo e convexo) e o desenho do alongador, ou seja, a disposição desses componentes para maximizar a razão de alargamento a ser obtida ao final do processo de construção.

Os cálculos computacionais, assim como os cálculos das durações dos pulsos, foram obtidos a partir de um código escrito no software Mathematica^[99]. Com ele calculou-se as transformadas de Fourier, tamanho dos componentes ópticos necessários utilizando-se o método de matrizes ABCD, transmissões por espelhos e outros componentes ópticos. A Figura 37 mostra um esquema de um sistema refrativo equivalente a um alongador do tipo Öffner. O sistema refrativo é utilizado pois facilita a visualização linear dos trajetos dos raios de luz, que serão descritos pelo formalismo matricial. As lentes convergentes são matematicamente equivalentes aos espelhos côncavos e a divergente, equivalente ao espelho convexo.

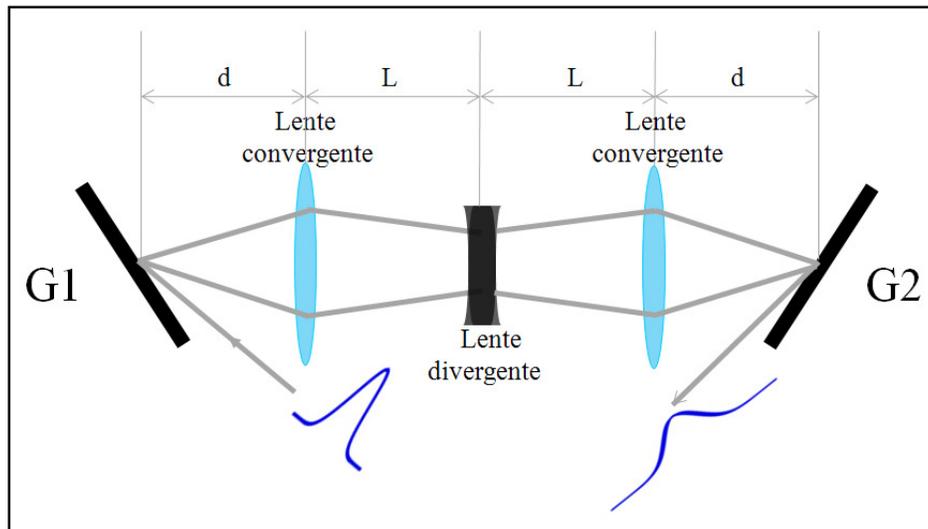


Figura 37 – Propagação do feixe pelo sistema Öffner, utilizado para o cálculo com matrizes ABCD.

Foram usadas matrizes ABCD^[100] de propagação para as distâncias $d=3R/4$ e $L=R/2$, e matrizes de transformação de lentes convergentes e divergentes para fazer o cálculo do

tamanho do feixe ao longo do caminho descrito na figura. Parte-se da descrição paraxial, para a qual todo o tratamento matemático da refração e reflexão é feito no limite linear, com aproximações de primeira ordem. Desse modo, a onda se propaga ao longo de um eixo, próxima a ele. Tomando-se um determinado plano transverso ao longo do eixo de propagação^[101, 102], o raio pode ser descrito através de duas variáveis, sendo uma sua distância r ao eixo óptico, e a outra sua inclinação θ .

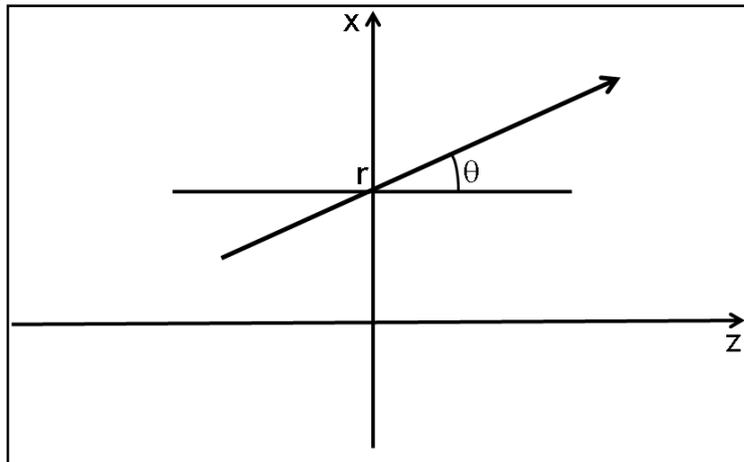


Figura 38 – Descrição do raio ao longo do eixo z .

O ângulo θ do raio relativo ao eixo z pode ser descrito pela sua tangente, o que corresponde à derivada do raio em relação a z . Neste caso:

$$\theta = \frac{dr}{dz} = r' \quad 44$$

Em duas dimensões podemos escrever o raio através de:

$$\vec{r} = \begin{bmatrix} r \\ r' \end{bmatrix} \quad 45$$

Os elementos de óptica geométrica na descrição paraxial correspondem a transformações do vetor \vec{r} através da multiplicação por matrizes 2 x 2, da seguinte forma:

$$\begin{bmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{bmatrix} \quad 46$$

As matrizes utilizadas para o cálculo realizado são mostradas abaixo:

$$\begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \text{ espaço livre,}$$

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{bmatrix} \text{ lente convergente,} \quad 47$$

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 2/(R/2) & 1 \end{bmatrix} \text{ lente divergente}$$

É necessário calcular qual a abertura de um feixe disperso por uma grade, a partir de sua largura de banda, ou seja, a abertura em ângulo a partir de um λ_{\min} e um λ_{\max} em torno de um comprimento de onda central λ_0 . Isso é mostrado na Figura 39, onde o espelho tem a mesma abertura que o feixe. Porém como será explicado mais adiante, a abertura do espelho deve ser maior que a abertura h do feixe, para que não comprometa as extremidades de seu espectro e prejudique seu perfil temporal. Utilizando-se a equação da grade de difração, temos o ângulo difratado para um comprimento de onda λ :

$$\theta = \text{Arcsen}\left(\frac{\lambda}{d} - \theta_i\right) \quad 48$$

onde θ_i é o ângulo do feixe incidente na grade de difração.

Para uma determinada largura de banda, podemos calcular a abertura do feixe, calculando se os ângulos para o comprimento de onda máximo $\lambda_{máx}$ e o comprimento de onda mínimo $\lambda_{mín}$, da seguinte forma:

$$\begin{aligned}\theta_{máx} &= \text{Arcsen}\left(\frac{\lambda_{máx}}{d} - \theta_i\right) \\ \theta_{mín} &= \text{Arcsen}\left(\frac{\lambda_{mín}}{d} - \theta_i\right).\end{aligned}\tag{49}$$

Assim, o ângulo θ na Figura 39 será dado pela diferença entre os ângulos $\theta_{máx}$ e $\theta_{mín}$:

$$\theta = \theta_{máx} - \theta_{mín}.\tag{50}$$

A abertura mínima h do espelho deverá ser igual ao produto do comprimento descrito na Figura 39 por esse ângulo encontrado:

$$h = \theta.l.\tag{51}$$

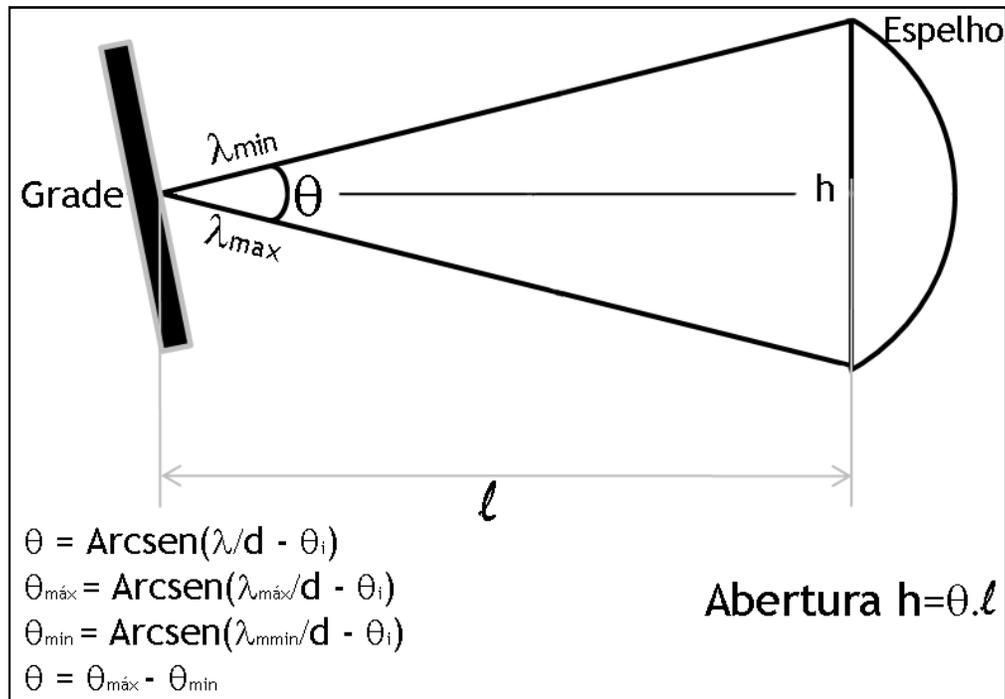


Figura 39 – Cálculo da abertura h de um feixe disperso por uma grade de difração.

Para determinar o exato efeito temporal do corte de parte do espectro de um feixe espacialmente maior que o espelho que o refletiu, foram feitas simulações. Inicialmente calculou-se o pulso limitado por transformada correspondente a uma distribuição espectral gaussiana do tipo $\exp\{-2\ln(2)(\omega/\delta\omega)^2\}$ com largura $\text{FWHM} = \delta\omega$ (Figura 40), e o pulso limitado por transformada para um espectro gaussiano limitado à sua FWHM (bordas espectrais cortadas para $\omega > \delta\omega/2$ e $\omega < -\delta\omega/2$, como indicado em azul na Figura 40). As distribuições temporais calculadas por transformada de Fourier estão mostradas na Figura 41, com as correspondentes às utilizadas na Figura 40.

Após a Transformada de Fourier, observamos o aparecimento de “asas” no domínio temporal para o pulso que teve seu espectro limitado, mostrado em azul na Figura 41. O pulso foi alargado temporalmente e observa-se que a energia do pulso está distribuída não apenas no pico central, mas também em um conjunto de picos com menor intensidade, distribuídos ao longo do tempo, chegando antes do pulso principal e depois do mesmo. Na Figura 41 estão

mostradas a duração temporal do pulso definido por todo o espectro gaussiano (0,69 unidades) e daquele cujo espectro teve seus extremos cortados (1,46 unidades). O alargamento temporal de 2,11 vezes, ocasionado pela limitação espectral é dado pela razão entre estas durações, e está mostrado na Figura 42, que exibe o alargamento temporal em função da razão entre a abertura do espelho (Δ) e a largura do espectro gaussiano em termos de sua largura FWHM ($\delta\omega$).

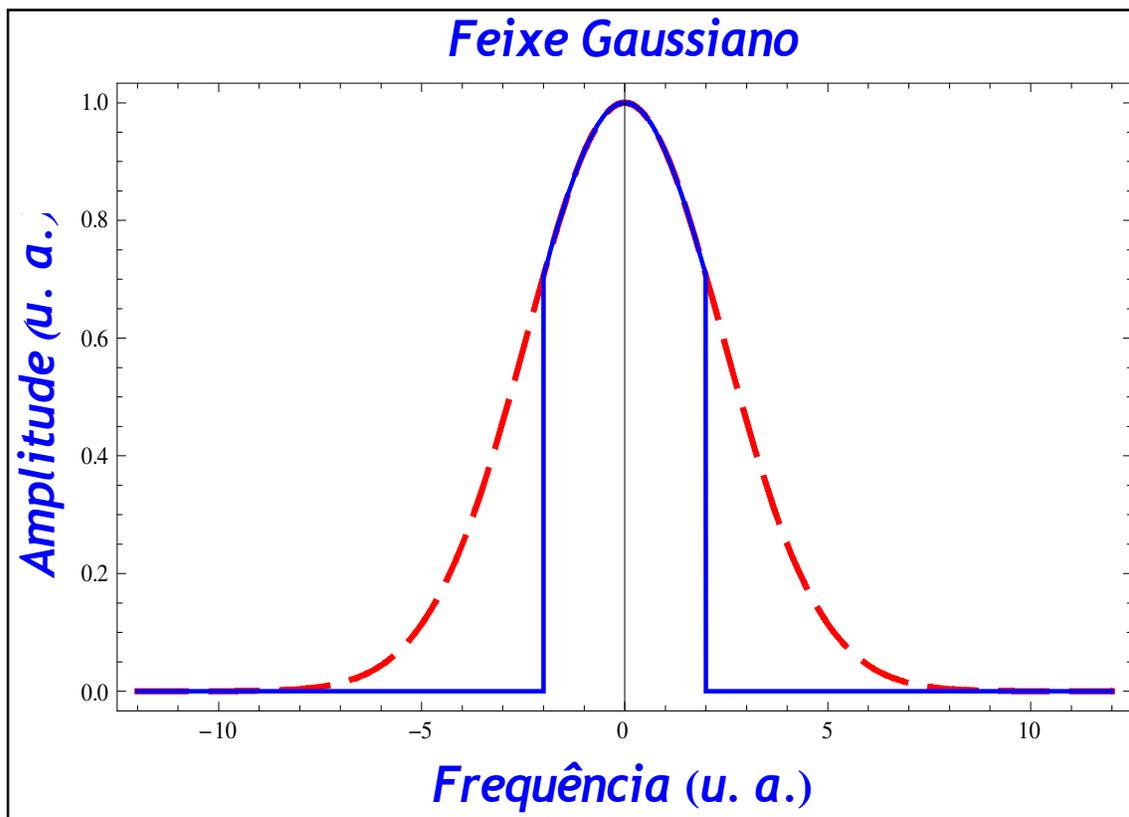


Figura 40 – Feixe de distribuição espectral gaussiana (vermelho) e feixe gaussiano cortado na borda do espelho (azul), para um espelho com abertura igual ao FWHM do feixe.

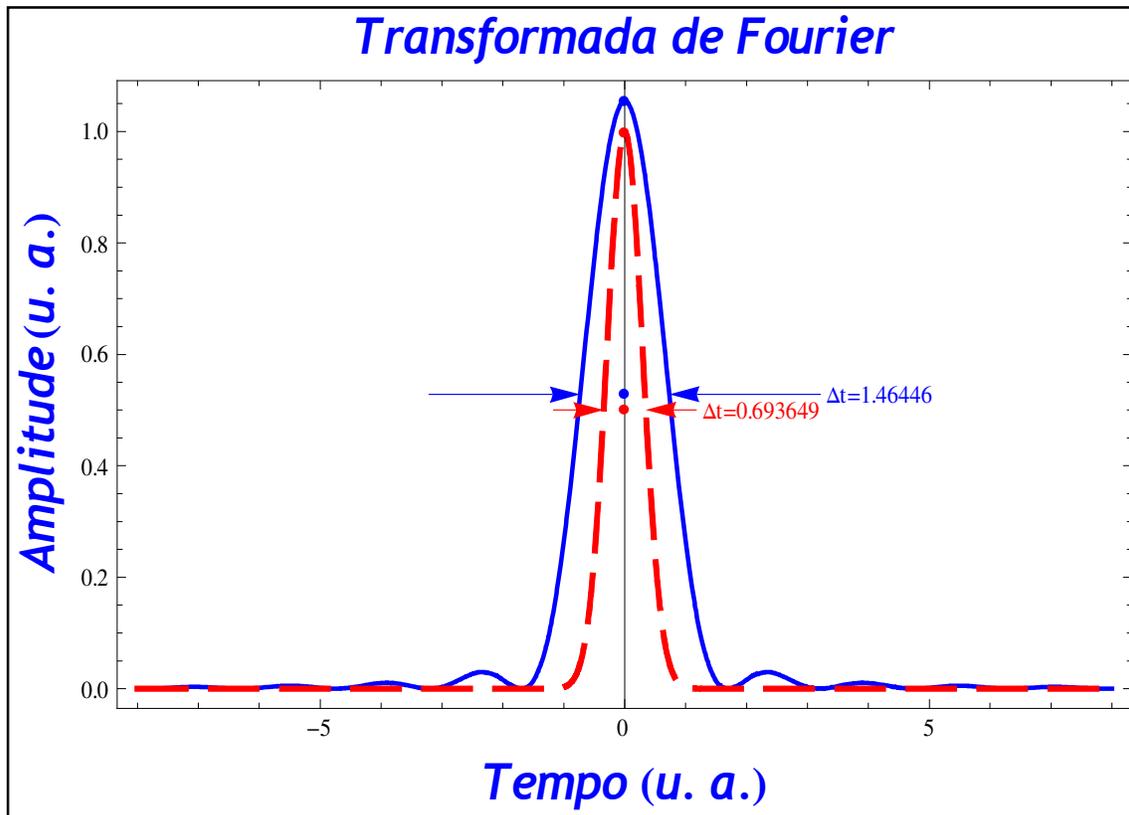


Figura 41 - Distribuição de amplitude de um feixe gaussiano (vermelho) e de um feixe gaussiano cortado nas bordas de um espelho (azul). É possível observar a formação de “asas” no domínio temporal para o pulso cortado pelo espelho.

Observando a Figura 42, que mostra a razão entre as durações temporais dos pulsos percebe-se ser necessário que o espelho côncavo — primeiro espelho que o feixe encontra no sistema, logo após ser disperso espectralmente pela grade — deve ter uma abertura igual ou superior a aproximadamente 3 vezes o valor do FWHM do feixe espacialmente disperso que é alargado pela grade. O espelho deve ter essa abertura, para que o pulso espacialmente disperso tenha uma grande porção de seu espectro refletido, de forma a minimizar o alargamento temporal do pulso.

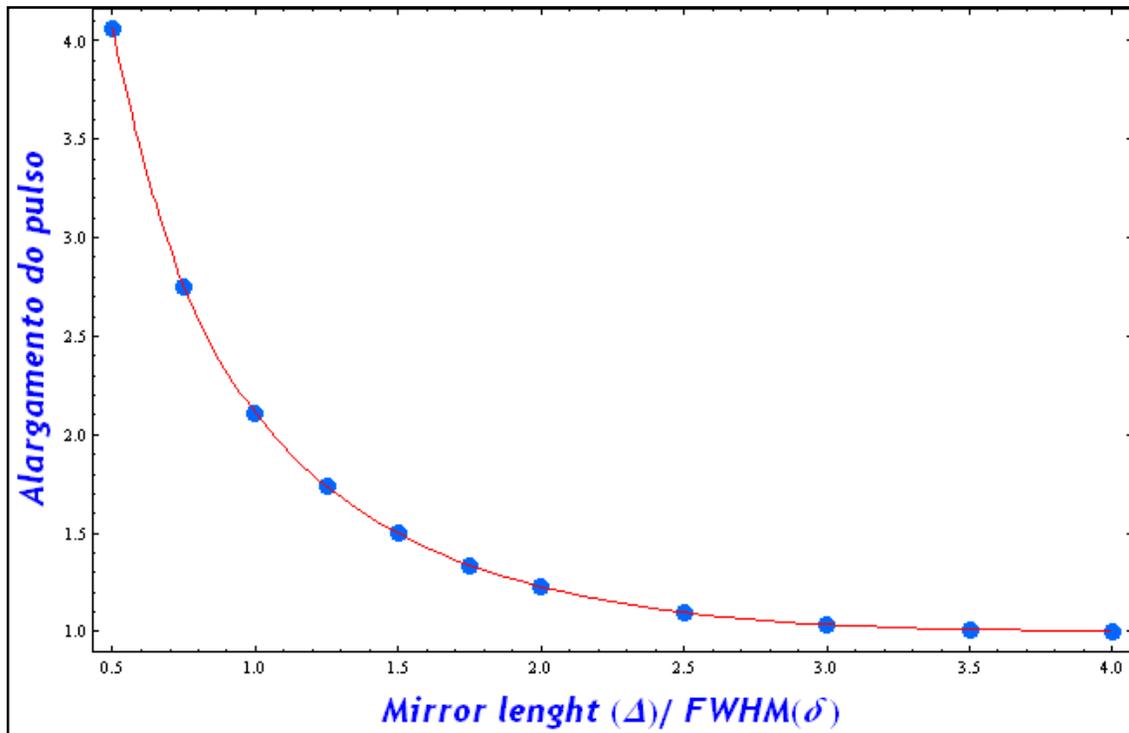


Figura 42 - Razão entre a função temporal calculada para o pulso cortado e o pulso gaussiano. Mostra-se que para um espelho de abertura igual a 3 vezes o FWHM do pulso, não haverá “asas” no espectro temporal final.

O cálculo das dimensões dos componentes ópticos do sistema Öffner a ser desenvolvido foi realizado com ajuda da simulação descrita acima e utilizou-se do método das matrizes ABCD^[103], esquematizado previamente na Figura 37.

Simulou-se um sistema com um espelho côncavo de raio de curvatura $R_{\text{côncavo}} = 100$ cm e um espelho convexo de raio de curvatura $R_{\text{convexo}} = 50$ cm, separados por uma distância $L = 50$ cm. A distância entre o espelho côncavo e a grade de difração é $d = 75$ cm, que é também o comprimento total desse alongador Öffner, como esquematizado na Figura 43.

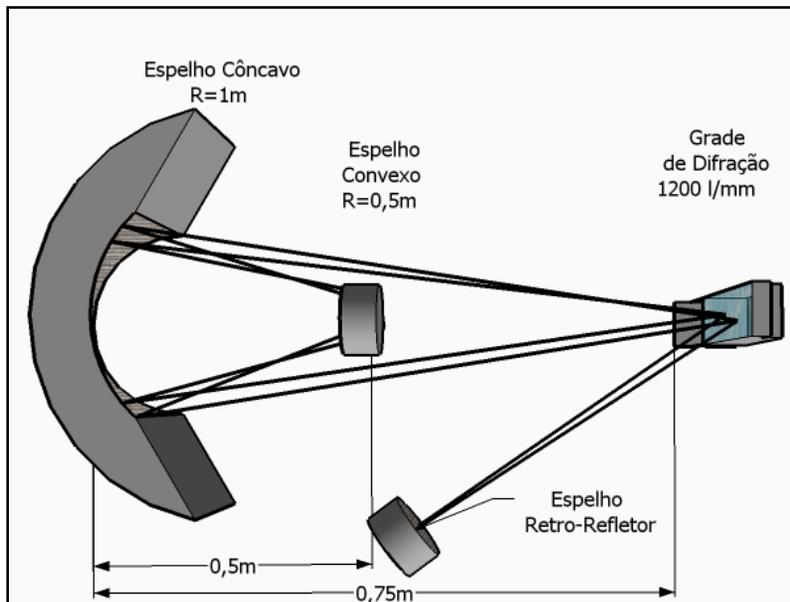


Figura 43 – Alongador do tipo Öffner de 75cm de comprimento, para duas passagens.

Seguindo o mesmo raciocínio utilizado para a determinação da abertura do espelho côncavo, a abertura do espelho convexo deve ser 2,5 vezes menor que o espelho côncavo, e a grade de difração 5,5 vezes menor que o espelho côncavo em sua seção transversal.

Como se trata de resultados obtidos para feixes dispersos por grades de difração em direção a espelhos ou outros componentes ópticos, pode-se calcular a abertura de qualquer feixe disperso por uma grade a uma dada distância da mesma. Foram realizadas medidas para o sistema atual, onde mediu-se o tamanho de um feixe de 184 nm de largura de banda, disperso por pela grade de difração do amplificador com 600 linhas por mm. Após 25 cm de distância, tem no espelho côncavo aproximadamente 3 cm de comprimento transversal medido e 2,84 cm calculado previamente. Utilizando a mesma grade, mas medindo para um feixe de 144 nm de largura de banda, obtemos no espelho côncavo um feixe de aproximadamente 2,5 cm de largura transversal, também de acordo com o calculado (2,22 cm).

5.4. Cálculo de sistemas Öffner de 1 passagem e 2 passagens

Com base na equação (52), que descreve a componente de segunda ordem de fase (atraso de grupo) introduzida por um sistema alongador do tipo Öffner, podemos calcular a razão de alargamento que será obtida pelo sistema, se mudarmos alguns de seus componentes e características.

$$\frac{d^2\phi(\omega)_{Treachy}}{d\lambda^2} = \frac{m\lambda^3}{\pi c^2 d^2 \cos^2(\beta')} \frac{R}{2} \quad 52$$

onde $m=1$ é a ordem de difração, λ o comprimento de onda central, β' o ângulo do feixe difratado, d o parâmetro de rede da grade, c a velocidade da luz e R o raio de curvatura do espelho côncavo.

Pode-se partir de um comprimento de onda central, uma dada grade de difração. Em nosso caso, partimos de um comprimento de onda central de 800 nm e podemos calcular os atrasos introduzidos variando-se as grades de difração (d e β') e os espelhos esféricos (R) que poderiam ser utilizados para a concepção de um sistema alongador. A grade, através de suas características, define o ângulo ideal de entrada. O raio R de curvatura do espelho côncavo define o raio $R/2$ de curvatura do espelho convexo.

Portanto, utilizando na equação (52) as informações do comprimento de onda central, da grade de difração utilizada e do raio de curvatura do espelho côncavo a ser utilizado, pode-se calcular o termo de segunda ordem da fase, $d^2\phi/d\lambda^2=\phi''$, e a partir dele, utilizando-se o desenvolvimento realizado na seção 4.3, calcular a duração final do pulso na qual é introduzida uma componente de segunda ordem na fase. Portanto, a informação do termo de segunda ordem de fase introduzido unida à informação da duração temporal inicial do pulso permite o cálculo da duração temporal final do pulso alargado temporalmente:

$$\tau_{final} = \sqrt{\tau_{inicial}^2 + \left(4 \ln 2 \frac{\phi''}{\tau_{inicial}}\right)^2} \quad 53$$

Com base na duração temporal inicial do pulso, assumindo pulsos limitados por transformada, utiliza-se o fator 0,315 — que relaciona τ_p e ν_p para pulsos de perfil temporal do tipo sech^2 — para o cálculo da largura de banda espectral a ser alargada temporalmente.

Por fim, a divisão da duração temporal final do pulso alargado temporalmente pela largura de banda espectral do pulso, fornece a razão de alargamento introduzida pelo alongador. Ao multiplicá-la por 2, obtém-se a razão de alargamento de um sistema alongador de duas passagens.

Os cálculos realizados tornam possível, portanto, a substituição do sistema alongador presente no atual sistema por um com razão de alargamento superior a do atual (1 ps/nm). Como exemplo, podemos considerar um sistema que deve alargar um pulso de 40 nm de largura de banda, utilizando uma grade de 600 linhas/mm e ângulo de incidência igual a 15° . Utilizando-se um espelho côncavo de raio de curvatura $R=100$ cm e um espelho convexo de raio de curvatura $r=50$ cm, é possível obter uma razão de 1ps/nm para uma passagem por um sistema do tipo Öffner. Porém, é importante notar nesse caso, que o espelho côncavo deve ter abertura superior a 11,2 cm e o espelho convexo e grade devem ter aberturas superiores a 3,8 cm, para evitar perdas de parte do espectro das bordas pulso. Nesse caso os espelhos seriam separados por uma distância de 50 cm e todo o alongador teria 75 cm de comprimento, já que essa é a distância que separa a grade de difração do espelho côncavo. No caso de se utilizar os mesmos espelhos e uma grade de 1200 linhas/mm, com ângulo de incidência igual a 30° é possível obter uma razão de alargamento de 5 ps/nm com uma única passagem pelo sistema Öffner, portanto 5 vezes superior a do sistema atual, mantendo-se o tamanho do alongador do caso anterior. No entanto, neste caso, o espelho côncavo, o espelho

convexo e a grade de difração deveriam ter aberturas superiores a 24,7 cm, 8,3 cm e 8,3 cm, respectivamente. Para o caso de se optar por construir um sistema Öffner de dupla passagem, necessária a introdução de um espelho retrorefletor. A Tabela 3 mostra os resultados obtidos para o tamanho dos componentes necessários para se construir um alongador. Na Tabela 4 são apresentados os resultados relativos a sistemas Öffner para uma e duas passagens, respectivamente, dando ênfase para o raio dos espelhos utilizados e as razões de alargamento em cada caso.

Grade de difração (linhas / mm)	Espelho Côncavo Abertura (cm)	Grade De Difração Comprimento (cm)	Espelho Convexo Abertura (cm)	Razão de Alargamento (ps/nm)
600	9,3	3,8	3,8	1,01
1200	20,6	8,3	8,3	4,88
1400	24,8	9,9	9,9	6,78

Tabela 3 - Tamanho dos componentes ópticos e razões de alargamento obtida para um alongador do tipo Öffner de 75 cm e 1 passagem do feixe pelo sistema, para diferentes tipos de grades de difração.

λ (nm)	Grade (l/mm)	β_{entrada} (graus)	R côncavo (cm)	Razão de alargamento 1 passagem (ps/nm)	Razão de alargamento 2 passagens (ps/nm)
800	600	15	100	1,01	2,02
800	1200	30	100	4,87	9,74
800	1200	40	200	9,74	19,49
800	1400	48	100	6,09	12,19

Tabela 4 - Tamanho dos componentes ópticos e razões de alargamento obtidas para um alongador do tipo Öffner de 75 cm e 2 passagens do feixe pelo sistema, para diferentes tipos de grades de difração.

Nessas tabelas podem ser observados os resultados para diferentes tipos de grades de difração, dando ênfase para as dimensões dos componentes ópticos e a razão de alargamento obtida no caso de um sistema com 75 cm de comprimento.

O alongador temporal deve ser construído para, em conjunto com compressor, minimizar a fase residual final do sistema laser. Portanto, o alongador deve introduzir uma dispersão que é compensada pelo compressor temporal de pulsos. A soma das dispersões introduzidas pelo compressor de pulsos e pelos componentes do sistema laser deve ser igual ou muito próxima à dispersão introduzida pelo alongador temporal, ou seja, a fase residual deve ser próxima de zero.

Há três considerações a se fazer no momento da construção de um alongador. Deve-se considerar o ângulo de entrada do feixe na grade de difração, o número de linhas por milímetro dessa grade e a distância desta ao espelho côncavo. Jiang et al.^[81] estudaram os efeitos relativos a essas considerações, calculando a fase residual variando individualmente tais parâmetros. Observa-se nesses experimentos e cálculos, que a fase residual é menor para distâncias entre a grade de difração e o espelho côncavo próximas de $3R/4$ (Figura 44), onde

R é o raio do espelho côncavo. A Figura 44 mostra que para essa distância ($3R/4$) há um grande intervalo de comprimento de onda, onde o atraso residual é próximo de zero, o que significa que o compressor compensa toda a dispersão introduzida pelo alongador. Quanto menor a distância entre a grade de difração e o espelho côncavo, maior é a fase residual do sistema alongador-compressor, para distâncias inferiores a R. Assim, ao fixar-se uma razão de alargamento, deve-se optar pela grade com maior número de linhas por milímetro, pois ao introduzir uma maior dispersão angular, o alongador será mais curto, resultando num sistema com menor fase residual. Ângulos de entrada na grade pouco maiores (aproximadamente 1 grau) que o ângulo de Littrow têm menor fase residual^[81].

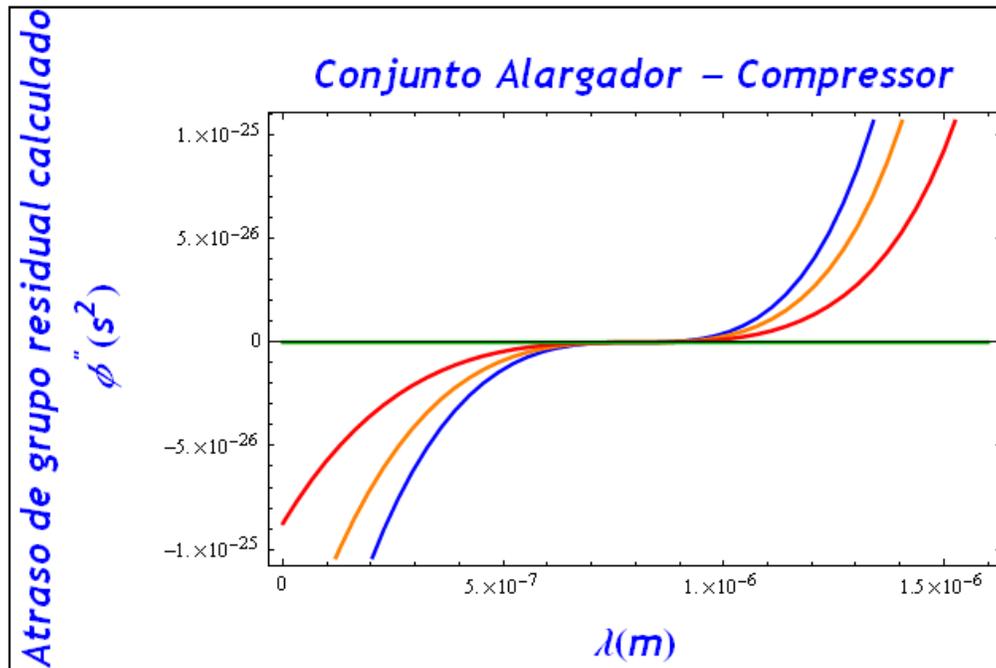


Figura 44 – Atraso de grupo residual calculado para um conjunto alongador-compressor, variando-se a distância entre a grade de difração e o espelho côncavo do alongador temporal. As curvas azul, laranja, vermelha e verde, representam as distâncias $0,25R$, $0,5R$ e $0,75R$, R , respectivamente. Observa-se que o maior intervalo em comprimentos de onda onde a fase residual é nula, se dá para a distância $0,75R$ entre a grade de difração e o espelho côncavo, onde R é o raio deste espelho.

O alongador sugerido para o sistema é mostrado na Tabela 4. Trata-se de um Öffner cuja grade tem 1400 linhas/mm e 75 cm de comprimento. O ângulo de entrada será ajustado

para 48 graus e se utilizará um retrorefletor para configurar um sistema de dupla passagem.

A razão de alargamento nesse caso será de aproximadamente 12 ps/nm.

6. Conclusões

Foi estudada a dispersão introduzida por meios materiais e como esta modifica temporalmente pulsos ultracurtos. Estudou-se a técnica CPA para a amplificação de pulsos curtos, a dispersão espectral introduzida nos pulsos do sistema por seus componentes ópticos e pelo sistema alongador de pulsos curtos a ser construído. Com o objetivo de determinar qual a largura de banda disponível para ser alargada pelo novo alongador temporal, foram realizadas medidas da largura espectral transmitida pelos vários componentes ópticos do amplificador. Constatou-se que ocorre estreitamento de largura de banda pelos espelhos dielétricos, que não transmitem toda a largura de banda disponível no pulso semente. Observou-se que o atual alongador do sistema perde uma parte importante desta largura de banda no espelho côncavo, por não ter uma abertura suficiente para toda a largura de banda do oscilador principal. O efeito de estreitamento de ganho no cristal de Ti:Safira também limita a largura de banda, que remete ao fato de o centro do pulso ter um ganho maior no cristal que as extremidades de seu espectro, que experimentam um ganho menor, encurtando a largura de banda do mesmo, após as nove passagens pelo cristal amplificador.

Foram feitos cálculos e simulações computacionais para dimensionar o sistema, a partir dos quais pode-se determinar os tamanhos relativos e as posições dos componentes a serem adquiridos para a implementação do novo alongador no sistema. Também estabeleceu-se, com base na literatura, a dispersão espectral introduzida pelo alongador, através do cálculo da fase introduzida pelo sistema do tipo Öffner. Escolheu-se este sistema para ser utilizado, por apresentar boas características relacionadas à compensação das aberrações esféricas inerentes a esses tipos de sistemas e a ausência de aberrações cromáticas, por se tratar de um sistema composto apenas por espelhos e uma grade de difração.

Com base nos cálculos, simulações e experimentos realizados em laboratório foi possível compreender os mecanismos que regem o fenômeno da dispersão por um alongador ou compressor baseados em grades de difração planas. Foi implementado um programa capaz de calcular alongadores, que torna possível a construção de um novo sistema alongador ou compressor, para a utilização em um sistema CPA. Isso torna possível, portanto, a substituição do sistema alongador presente no atual sistema por um com razão de alargamento superior à do atual.

Para substituir o alongador atual, foi sugerido um sistema Öffner de dupla passagem de 75 cm de comprimento com uma grade de difração com 1400 linhas/mm. A razão de alargamento nesse caso será de aproximadamente 12 ps/nm.

7. Referências

1. <http://www.fapesp.br/materia/176/projeto-tematico/projeto-tematico.htm>.
2. T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature* **187**, 493-494 (1960).
3. F. J. McClung and R. W. Hellwarth, "Giant Optical Pulsations from Ruby," *Journal of Applied Physics* **33**, 828-& (1962).
4. L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack, "Locking of He-Ne Laser Modes Induced by Synchronous Intracavity Modulation (Diffraction by Phonons in Crystals E)," *Applied Physics Letters* **5**, 4-& (1964).
5. Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1984).
6. T. Brabec, P. F. Curley, C. Spielmann, E. Wintner, and A. J. Schmidt, "Hard-Aperture Kerr-Lens Mode-Locking," *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **10**, 1029-1034 (1993).
7. G. R. Fowles, *Introduction to Modern Optics*, 2nd ed. (Dover Publications, Inc., New York, 1989).
8. M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H. T. Powell, M. Vergino, and V. Yanovsky, "Petawatt laser pulses," *Optics Letters* **24**, 160-162 (1999).
9. <http://www-lmj.cea.fr/html/cea.htm>
10. <https://lasers.llnl.gov/>.
11. <http://www.scitech.ac.uk/About/find/RAL/introduction.aspx>.
12. <http://www.mbi-berlin.de/>.
13. http://www.ile.osaka-u.ac.jp/index_e.html.
14. D. Strickland and G. Mourou, "Compression of Amplified Chirped Optical Pulses," *Optics Communications* **56**, 219-221 (1985).
15. G. A. Mourou and D. Umstadter, "Extreme light," *Scientific American* **286**, 80-86 (2002).

16. V. V. Kulagin, M. S. Hur, and H. Suk, "Attosecond relativistic electron beam by using an ultrashort laser pulse and a thin plasma layer," *Journal of the Korean Physical Society* **50**, 1471-1476 (2007).
17. E. S. Kim, "Beam dynamics in a linear accelerator for generations of short electron beams and femtosecond hard X-ray pulses," *Japanese Journal of Applied Physics Part 1-Regular Papers Brief Communications & Review Papers* **46**, 7945-7951 (2007).
18. C. J. Bardeen, V. V. Yakovlev, J. A. Squier, K. R. Wilson, S. D. Carpenter, and P. M. Weber, "Effect of pulse shape on the efficiency of multiphoton processes: Implications for biological microscopy," *Journal of Biomedical Optics* **4**, 362-367 (1999).
19. T. Ye, G. Yurtsever, M. Fischer, J. D. Simon, and W. S. Warren, "Imaging melanin by two-photon absorption microscopy - art. no. 60891X," *Multiphoton Microscopy in the Biomedical Sciences VI* **6089**, X891-X891 (2006).
20. W. S. Warren, "Femtosecond pulse shaping for biological imaging," *Abstracts of Papers of the American Chemical Society* **227**, 168-PHYS (2004).
21. J. Serbin, T. Bauer, C. Fallnich, A. Kasenbacher, and W. H. Arnold, "Femtosecond lasers as novel tool in dental surgery," *Applied Surface Science* **197**, PII S0169-4332(0102)00402-00406 (2002).
22. F. Dausinger, "Femtosecond pulses for medicine and production technology - Overview of a German National Project," *Second International Symposium on Laser Precision Microfabrication* **4426**, 9-16 (2002).
23. H. Kuroda, R. A. Ganeev, T. Ozaki, T. Kanai, and A. Ishizawa, "New trend of development of X-ray lasers and possible applications in biomedical physics and chemistry," *Proceedings of the 14th World Congress of the International Society for Laser Surgery and Medicine* 131-136 (2001).
24. S. P. Leary, C. Y. Liu, and M. L. I. Apuzzo, "Toward the emergence of nanoneurosurgery: Part III - Nanomedicine: Targeted nanotherapy, nanosurgery, and progress toward the realization of nanoneurosurgery," *Neurosurgery* **58**, 1009-1025 (2006).
25. J. R. Gord, T. R. Meyer, and S. Roy, "Applications of Ultrafast Lasers for Optical Measurements in Combusting Flows," *Annual Review of Analytical Chemistry* **1**, 663-687 (2008).
26. V. V. Lozovoy, X. Zhu, T. C. Gunaratne, D. A. Harris, J. C. Shane, and M. Dantus, "Control of molecular fragmentation using shaped femtosecond pulses," *Journal of Physical Chemistry A* **112**, 3789-3812 (2008).

27. A. Materny, P. Cong, J. L. Herek, and A. H. Zewail, "Femtosecond control of an elementary unimolecular reaction from the transition-state region," *Femtochemistry* 356-359 (1996).
28. A. Materny, J. L. Herek, P. Cong, and A. H. Zewail, "FEMTOSECOND REAL-TIME PROBING OF REACTIONS .16. DISSOCIATION WITH INTENSE PULSES," *Journal of Physical Chemistry* **98**, 3352-3360 (1994).
29. J. Savolainen, N. Dijkhuizen, R. Fanciulli, P. A. Liddell, D. Gust, T. A. Moore, A. L. Moore, J. Hauer, T. Buckup, M. Motzkus, and J. L. Herek, "Ultrafast energy transfer dynamics of a bioinspired dyad molecule," *Journal of Physical Chemistry B* **112**, 2678-2685 (2008).
30. N. Barsch, K. Korber, A. Ostendorf, and K. H. Tonshoff, "Ablation and cutting of planar silicon devices using femtosecond laser pulses," *Applied Physics a-Materials Science & Processing* **77**, 237-242 (2003).
31. A. Ostendorf, T. Bauer, F. Korte, J. Howorth, C. Momma, N. Rizvi, F. Saviot, and F. Salin, "Development of an industrial femtosecondlaser micro-machining system," *Commercial and Biomedical Applications of Ultrafast and Free-Electron Lasers* **4633**, 128-135 (2002).
32. A. Ben-Yakar and R. L. Byer, "Femtosecond laser machining of fluidic microchannels for miniaturized bioanalytical systems," *Photon Processing in Microelectronics and Photonics* **4637**, 212-217 (2002).
33. A. Maksimchuk, K. Flippo, H. Krause, G. Mourou, K. Nemoto, D. Shultz, D. Umstadter, R. Vane, V. Y. Bychenkov, G. I. Dudnikova, V. F. Kovalev, K. Mima, V. N. Novikov, Y. Sentoku, and S. V. Tolokonnikov, "High-energy ion generation by short laser pulses," *Plasma Physics Reports* **30**, 473-495 (2004).
34. N. M. Naumova, J. A. Nees, and G. A. Mourou, "Relativistic attosecond physics," *Physics of Plasmas* **12**, (2005).
35. <http://www.hiper-laser.org/>.
36. H. Niikura and P. B. Corkum, "Attosecond and Angstrom science," *Advances in Atomic Molecular and Optical Physics, Vol 54* **54**, 511-548 (2007).
37. Y. Nomura, R. Horlein, P. Tzallas, B. Dromey, S. Rykovanov, Z. Major, J. Osterhoff, S. Karsch, L. Veisz, M. Zepf, D. Charalambidis, F. Krausz, and G. D. Tsakiris, "Attosecond phase locking of harmonics emitted from laser-produced plasmas," *Nature Physics* **5**, 124-128 (2009).
38. A. S. Pirozhkov, S. V. Bulanov, T. Z. Esirkepov, M. Mori, A. Sagisaka, and H. Daido, "Attosecond pulse generation in the relativistic regime of the laser-foil interaction: The sliding mirror model," *Physics of Plasmas* **13**, (2006).

39. J. Levesque and P. B. Corkum, "Attosecond science and technology," *Canadian Journal of Physics* **84**, 1-18 (2006).
40. P. B. Corkum and F. Krausz, "Attosecond science," *Nature Physics* **3**, 381-387 (2007).
41. P. Agostini, M. V. Fedorov, and G. G. Paulus, "Special issue: Attosecond science and technology," *Laser Physics* **15**, (2005).
42. http://www.extreme-light-infrastructure.eu/High-field_5_2.php.
43. N. Naumova, I. Sokolov, J. Nees, A. Maksimchuk, V. Yanovsky, and G. Mourou, "Attosecond electron bunches," *Physical Review Letters* **93**, (2004).
44. N. Naumova, J. Nees, and G. Mourou, "Efficient attosecond phenomena in the relativistic $\lambda(3)$ regime," *Superstrong Fields in Plasmas* **827**, 65-73 (2006).
45. C. Varin and M. Piche, "Attosecond electron pulses from multiterawatt transverse magnetic laser beams - art. no. 634344," *Photonics North 2006, Pts 1 and 2* **6343**, 34344-34344 (2006).
46. M. Nisoli and G. Sansone, "New frontiers in attosecond science," *Progress in Quantum Electronics* **33**, 17-59 (2009).
47. N. M. Naumova, J. A. Nees, E. P. Power, and G. A. Mourou, "Attosecond phenomena in the relativistic $\lambda(3)$ regime," *Laser Physics* **15**, 832-837 (2005).
48. G. A. Mourou, C. P. J. Barty, and M. D. Perry, "Ultrahigh-intensity lasers: Physics of the extreme on a tabletop," *Physics Today* **51**, 22-28 (1998).
49. D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, "60-Fsec Pulse Generation from a Self-Mode-Locked Ti-Sapphire Laser," *Optics Letters* **16**, 42-44 (1991).
50. T. Brabec, C. Spielmann, P. F. Curley, and F. Krausz, "Kerr Lens Mode-Locking," *Optics Letters* **17**, 1292-1294 (1992).
51. D. R. Heatley, A. M. Dunlop, and W. J. Firth, "Kerr Lens Effects in a Ring Resonator with an Aperture - Mode-Locking and Unidirectional Operation," *Optics Letters* **18**, 170-172 (1993).
52. F. Träger, ed., *Springer Handbook of Lasers and Optics* (Springer-Verlag, Berlin, 2007).
53. W. R. Jean-Claude Diels, ed., *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, 2 th ed. (Elsevier Inc., San Diego, 2006), p. 643.

54. A. Sennaroglu, *Solid-State Lasers And Applications* (CRC Press, Boca Raton, 2007), pp. 279-281.
55. E. P. Ippen, "Principles of Passive-Mode Locking," *Applied Physics B-Lasers and Optics* **58**, 159-170 (1994).
56. J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, 2 ed. (The McGraw-Hill Inc, 1996), pp. 4-16.
57. U. Keller, "Recent developments in compact ultrafast lasers," *Nature* **424**, 831-838 (2003).
58. J. Nees, S. Biswal, F. Druon, J. Faure, M. Nantel, G. A. Mourou, A. Nishimura, H. Takuma, J. Itatani, J. C. Chanteloup, and C. Honninger, "Ensuring compactness, reliability, and scalability for the next generation of high-field lasers," *Ieee Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **4**, 376-384 (1998).
59. A. Sennaroglu, ed., *Solid-State Lasers And Applications* (CRC Press, Boca Raton, 2007), pp. 97-101.
60. P. N. Butcher and D. Cotter, *The Elements of Nonlinear Optics*, Cambridge Studies in Modern Optics: 9 (Cambridge University Press, 1990).
61. J. Herrmann, "Theory of Kerr-Lens Mode-Locking - Role of Self-Focusing and Radially Varying Gain," *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **11**, 498-512 (1994).
62. D. K. Negus, L. Spinelli, N. Goldblatt, and G. Feugnet, "Sub-100 Femtosecond Pulse Generation by Kerr Lens Mode-Locking in Tial2o3," *Osa Proceedings on Advanced Solid-State Lasers /* **10**, 120-124 (1991).
63. G. Steinmeyer, D. H. Sutter, L. Gallmann, N. Matuschek, and U. Keller, "Frontiers in ultrashort pulse generation: Pushing the limits in linear and nonlinear optics," *Science* **286**, 1507-1512 (1999).
64. K. H. Lin and W. F. Hsieh, "Analytical Design of Symmetrical Kerr-Lens Mode-Locking Laser Cavities," *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **11**, 737-741 (1994).
65. J. Herrmann, "Starting Dynamic, Self-Starting Condition and Mode-Locking Threshold in Passive, Coupled-Cavity or Kerr-Lens Mode-Locked Solid-State Lasers," *Optics Communications* **98**, 111-116 (1993).
66. C. Rullière, *Femtosecond Laser Pulses-Principles and Experiments* (Springer-Verlag, Berlin, 1998.), pp. 25-38.

67. M. Born and E. Wolf, "*Principles of Optics*", 7th ed. (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).
68. R. E. Samad, "Desenvolvimento de um amplificador de pulsos ultracurtos de Cr:LiSAF para um sistema laser híbrido de alta potência," Doctorate (Universidade de São Paulo, São Paulo, 2006) (<http://www.teses.usp.br/teses/disponiveis/43/43134/tde-09022007-125340/>).
69. J. B. M. e. M. A. Heald, *Classical Electromagnetic radiation*, 2nd ed. (Academic Press College, Orlando, 1980).
70. J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd ed. (John Wiley & Sons, Inc., New York 1998).
71. E. B. Treacy, "Optical Pulse Compression with Diffraction Gratings," *Ieee Journal of Quantum Electronics* **QE 5**, 454-& (1969).
72. O. E. Martinez, "3000 Times Grating Compressor with Positive Group-Velocity Dispersion - Application to Fiber Compensation in 1.3-1.6 Mu-M Region," *Ieee Journal of Quantum Electronics* **23**, 59-64 (1987).
73. O. E. Martinez, "Design of High-Power Ultrashort Pulse-Amplifiers by Expansion and Recompression," *Ieee Journal of Quantum Electronics* **23**, 1385-1387 (1987).
74. S. Kane and J. Squier, "Fourth-order-dispersion limitations of aberration-free chirped-pulse amplification systems," *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **14**, 1237-1244 (1997).
75. O. E. Martinez, "Grating and Prism Compressors in the Case of Finite Beam Size," *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **3**, 929-934 (1986).
76. Z. G. Zhang, Y. R. Song, D. R. Sun, L. Chai, H. Sun, and C. Y. Wang, "Compact and material-dispersion-compatible Offner stretcher for chirped pulse amplifications," *Optics Communications* **206**, 7-12 (2002).
77. A. Suzuki, "Complete Analysis of a 2-Mirror Unit Magnification System .1," *Applied Optics* **22**, 3943-3949 (1983).
78. A. Suzuki, "Complete Analysis of a 2-Mirror Unit Magnification System .2," *Applied Optics* **22**, 3950-3956 (1983).
79. A. Offnër, "Unit power imaging catoptric anastigmat," (june 21, 1971).
80. Z. G. Zhang, T. Yagi, and T. Arisawa, "Ray-tracing model for stretcher dispersion calculation," *Applied Optics* **36**, 3393-3399 (1997).

81. J. Jiang, Z. G. Zhang, and T. Hasama, "Evaluation of chirped-pulse-amplification systems with Offner triplet telescope stretchers," *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **19**, 678-683 (2002).
82. E. P. Ippen, *Ultrashort Light Pulses* (Springer, Berlin, 1977), p. 83.
83. J. K. Ranka, A. L. Gaeta, A. Baltuska, M. S. Pshenichnikov, and D. A. Wiersma, "Autocorrelation measurement of 6-fs pulses based on the two-photon-induced photocurrent in a GaAsP photodiode," *Optics Letters* **22**, 1344-1346 (1997).
84. W. Rudolph, M. SheikBahae, A. Bernstein, and L. F. Lester, "Femtosecond autocorrelation measurements based on two-photon photoconductivity in ZnSe," *Optics Letters* **22**, 313-315 (1997).
85. T. Kurobori, Y. Cho, and Y. Matsuo, "AN INTENSITY PHASE AUTOCORRELATOR FOR THE USE OF ULTRASHORT OPTICAL PULSE MEASUREMENTS," *Optics Communications* **40**, 156-160 (1981).
86. J. C. M. Diels, J. J. Fontaine, I. C. McMichael, and F. Simoni, "CONTROL AND MEASUREMENT OF ULTRASHORT PULSE SHAPES (IN AMPLITUDE AND PHASE) WITH FEMTOSECOND ACCURACY," *Applied Optics* **24**, 1270-1282 (1985).
87. D. J. Kane and R. Trebino, "SINGLE-SHOT MEASUREMENT OF THE INTENSITY AND PHASE OF AN ARBITRARY ULTRASHORT PULSE BY USING FREQUENCY-RESOLVED OPTICAL GATING," *Optics Letters* **18**, 823-825 (1993).
88. R. Trebino, M. Kimmel, E. Zeek, X. Gu, P. O'Shea, A. Shreenath, S. Akturk, Q. A. Cao, and Z. Y. Wang, "Frequency-resolved optical gating: The state of the art," *2002 Ieee/Leos Annual Meeting Conference Proceedings, Vols 1 and 2* 223-224 (2002).
89. K. Naganuma, K. Mogi, and H. Yamada, "GENERAL-METHOD FOR ULTRASHORT LIGHT-PULSE CHIRP MEASUREMENT," *Ieee Journal of Quantum Electronics* **25**, 1225-1233 (1989).
90. F. Salin, P. Georges, G. Roger, and A. Brun, "SINGLE-SHOT MEASUREMENT OF A 52-FS PULSE," *Applied Optics* **26**, 4528-4531 (1987).
91. A. Brun, P. Georges, G. Lesaux, and F. Salin, "SINGLE-SHOT CHARACTERIZATION OF ULTRASHORT LIGHT-PULSES," *Journal of Physics D-Applied Physics* **24**, 1225-1233 (1991).
92. G. Szabo, Z. Bor, and A. Muller, "PHASE-SENSITIVE SINGLE-PULSE AUTOCORRELATOR FOR ULTRASHORT LASER-PULSES," *Optics Letters* **13**, 746-748 (1988).

93. <http://www.femtolasers.com/>.
94. www.quantron.com.
95. R. E. Samad, *Desenvolvimento de um Amplificador de Pulsos Ultracurtos de Cr:LiSAF para um Sistema Laser Híbrido de Alta Potência*, Tese de doutorado (IPEN, 2006).
96. R. E. Samad, G. E. C. Nogueira, S. L. Baldochi, and N. D. Vieira, "Development of a TW level Cr : LiSAF multipass amplifier," *Riao/Optilas 2007* **992**, 398-402 (2008).
97. R. E. Samad, G. E. C. Nogueira, S. L. Baldochi, and N. D. Vieira, "Development of a flashlamp-pumped Cr : LiSAF laser operating at 30 Hz," *Applied Optics* **45**, 3356-3360 (2006).
98. www.amplitude-technologies.com.
99. <http://www.wolfram.com/products/>.
100. G. Chartier, *Introduction to Optics* (Springer Science + Business Media, Inc., New York, 2005), pp. 120-130.
101. A. Yariv, *Optical Electronics*, 4 ed. (Saunders College Publishing, Pasadena, 1991).
102. M. Martinelli, ed., *Introdução à óptica, Notas de aula - Matriz ABCD* (São Paulo, 2006).
103. O. E. Martinez, "Matrix Formalism for Pulse Compressors," *Ieee Journal of Quantum Electronics* **24**, 2530-2536 (1988).