

F 530 – Instrumentação I

Relatório Final

“Calibração e alinhamento óptico da cavidade ressonante de laser  
Ti:Safira ( $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ )”



**Aluno:** Cassiano Rezende Pagliarini – pagliarini(arroba)gmail.com

**Orientador:** Prof. Dr. Carlos Lenz Cesar – lenz(arroba)ifi.unicamp.br

**Inst. de Física “Gleb Wataghin” – UNICAMP**  
(junho de 2011)

## **Introdução**

Nos mais variados laboratórios de pesquisa científica, desde física básica até áreas aplicadas, fontes de luz laser são encontradas nas montagens experimentais quase que constantemente devida às suas características de monocromatismo, colimação e coerência. Apesar de na história da obtenção de luz laser ter-se buscado uma fonte contínua, percebe-se o grande uso hoje em dia, devido às grandes possibilidades de aplicações, de lasers pulsados. Essa gama de aplicações vai desde instrumentos para uso em medicina estética até comunicações ópticas.

O primeiro laser na faixa visível, obtido por Theodore H. Maiman em 1960, utilizando como meio ativo um cristal de rubi excitado por uma lâmpada tipo “flash”, era pulsado. Atualmente, um laser pulsado popularmente utilizado em laboratórios de pesquisa é também um laser de estado sólido, o laser de Ti:Safira ( $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ).

Um dos grandes motivos da popularidade do laser de Ti:Safira vem do fato de que seu meio ativo, o cristal de safira ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) dopado com íons de titânio, permite a sintonia do comprimento de onda de emissão do laser através de um largo espectro (690 – 1040 nm) e, com a variação de algumas características de sua cavidade, pode-se obter pulsos de duração desde centenas de picosegundos até centenas e attosegundos.

O trabalho deste projeto de instrumentação consiste então em se realizar o alinhamento de todo o aparato óptico da cavidade do laser “Tsunami”, que se encontra inoperante no laboratório, seguido da familiarização com a função de cada um dos itens. Para isto, medidas dos pulsos obtidos com o auxílio de um autocorrelador serão realizadas a fim de se confrontar os valores obtidos com os valores nominais do laser Ti: Safira “Tsunami” segundo a fabricante Spectra Physics.

## **Pré-funcionamento e alinhamento inicial de entrada**

Antes de começarmos o alinhamento óptico do laser de Ti:Safira “Tsunami”, alguns procedimentos iniciais foram necessários. Após a obtenção de um espaço adequado na mesa pneumática de trabalho, realizou-se um alinhamento grosso entre o laser de bombeio, que será a fonte de excitação do laser Ti:Safira, e a janela de Brewster de entrada do “Tsunami”.

Antes de se iniciar o processo de alinhamento fino, fazendo com que o feixe de excitação entre no centro da janela de Brewster do “Tsunami” e sem sofrer qualquer tipo de desvio no plano horizontal, incidindo normalmente, conectou-se os cabos do sistema de alimentação e também de refrigeração a ambos os lasers. Para o sistema de refrigeração utilizou-se um “chiller”, de forma que os cabos de refrigeração a água alimentem primeiro o laser de bombeio e em seguida o laser “Tsunami”, selecionando uma temperatura de 18° C.

Depois de conectado e ligado todo este sistema, coloca-se em funcionamento o laser de bombeio de Nd:YAG, com frequência dobrada, emitindo em 532 nm continuamente. Este laser é operado por um display onde se é possível controlar o feixe

de saída em função da potência emitida (mínimo de 200 mW) ou ainda através da corrente de operação. É possível também simplesmente fechar a janela de saída do laser ou cessar a emissão através de um botão “off” de emergência.

Com o laser de bombeio funcionando a uma potência baixa, de forma que seu feixe seja confortável aos olhos quando visualizado indiretamente, parte-se então para o alinhamento fino de entrada. Este alinhamento inicial do laser de bombeio tem como intuito fazer com que o feixe laser de excitação atinja a janela de Brewster na entrada do laser “Tsunami” em seu centro e ainda sem estar com desvios horizontais ou verticais, ou seja, com uma incidência normal ao plano vertical de entrada. O alinhamento vertical é garantido uma vez que os suportes de apoio dos lasers são construídos para tal. Já os desvios horizontais são eliminados através do auxílio de dois obturadores que, colocados alinhados e em sequência e à frente da janela de entrada do laser “Tsunami”, garantem o alinhamento e a incidência normal no plano vertical de entrada. Para um alinhamento mais fino do feixe de entrada seria possível também inserir dois espelhos no caminho óptico de bombeio, formando um periscópio e permitindo um alinhamento do feixe de entrada com mais controle. Porém este artifício não foi necessário neste sistema.



Fig. 1: Feixe de excitação incidindo sobre a janela de Brewster de entrada do “Tsunami” durante o processo de alinhamento inicial do feixe laser de bombeio.

## **Alinhamento até a incidência no cristal Ti:Safira**

Após o alinhamento da entrada do feixe de excitação na janela de Brewster, iniciou-se o alinhamento do sistema óptico do laser “Tsunami” propriamente dito, objetivo principal deste projeto de instrumentação. A parte inicial baseia-se na tentativa de fazer com que o feixe de bombeio incida no centro do cristal de Ti:Safira, passando sempre por uma incidência central dos espelhos, para que assim possa ser otimizada a relação final entre a potência do feixe laser de bombeio na entrada e o laser pulsado na saída. A passagem do feixe pelos centros dos espelhos também é crucial, pois alguns

deles são curvos (M2 e M3 na figura abaixo) e um feixe descentralizado comprometeria todo o caminho óptico do laser no meio ativo (que é clivado no ângulo de Brewster) assim como a posição do foco e o comprimento da cavidade.

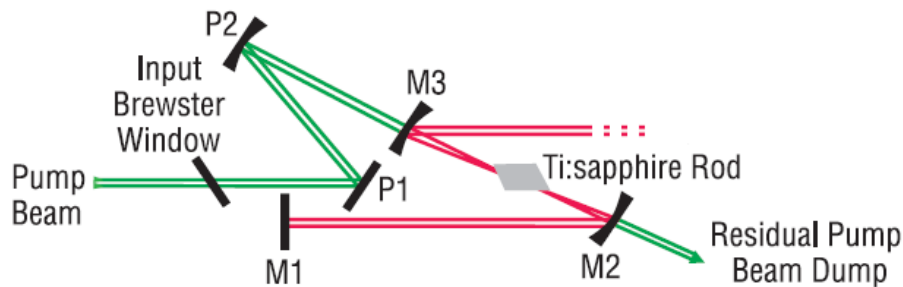


Fig. 2: Sistema óptico do laser “Tsunami” até a incidência do feixe de excitação no cristal de Ti:Safira, gerando o feixe pulsado. Na cavidade do cristal, entre os espelhos dicróticos M2 e M3, o feixe de excitação não é mostrado.

Os espelhos P1 e P2 são usados para a reflexão do laser de excitação, sendo que P1 é plano e tem a função de levar o feixe para a incidência no espelho côncavo P2, que possui o foco na posição do cristal de Ti:Safira. O alinhamento do espelho P1, de forma que o feixe incida em seu centro, é feito com o auxílio de um cartão branco circular, com seu centro marcado, colocado cuidadosamente sobre o espelho. Após este alinhamento de posição do espelho P1, passa-se a regular sua inclinação para que o feixe refletido incida no centro do espelho côncavo P2. A partir deste espelho, o alinhamento em seu centro é feito apenas através do olho, devido à própria limitação do aparato óptico.

O próximo passo então é ajustar a inclinação do espelho côncavo P2 para que sua reflexão do feixe de excitação, ao passar pelo espelho dicrótico M3, incida no centro do cristal de Ti:Safira. Neste ponto, podemos ver o cristal emitir um brilho avermelhado, fruto da excitação do feixe de bombeio.

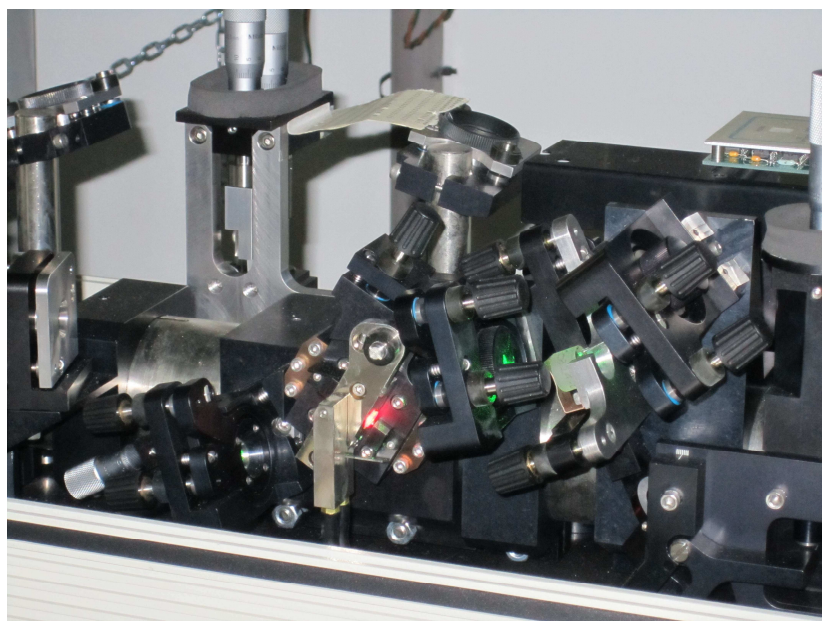


Fig. 3: Após o alinhamento inicial dos espelhos P1 e P2, o brilho avermelhado do cristal de Ti:Safira quando da incidência do feixe de excitação em seu centro.

Os espelhos côncavos dicróicos M2 e M3 funcionam como espelho apenas para a banda emitida pelo cristal Ti:Safira (690 – 1040 nm), deixando passar o feixe de excitação em 532 nm. Assim, os passos seguintes no processo de alinhamento envolverão os aparatos ópticos da cavidade ressonante do laser, após o brilho ter sido gerado, de forma que os pulsos lasers sejam então emitidos na saída do “Tsunami”.



Fig. 4: Brilho avermelhado inicial no cristal de Ti:Safira, após alinhamento dos aparatos ópticos da entrada do feixe de excitação.

### Alinhamento pós incidência no cristal Ti:Safira e emissão laser

O processo seguinte de alinhamento tem por objetivo fazer com que ocorra de fato a emissão laser no cristal Ti:Safira. Para então garantir a inversão de população de íons excitados no cristal, é necessário alinhar opticamente a cavidade ressonante para que a fluorescência inicial possa voltar sobre si mesma e incidir novamente no cristal, até que ocorra a emissão laser.

A configuração completa do laser “Tsunami” para a obtenção dos pulsos ultra-rápidos no modo femtossegundos (fs) é mostrada na figura abaixo. O alinhamento óptico se faz então necessário do cristal Ti:Safira em diante.

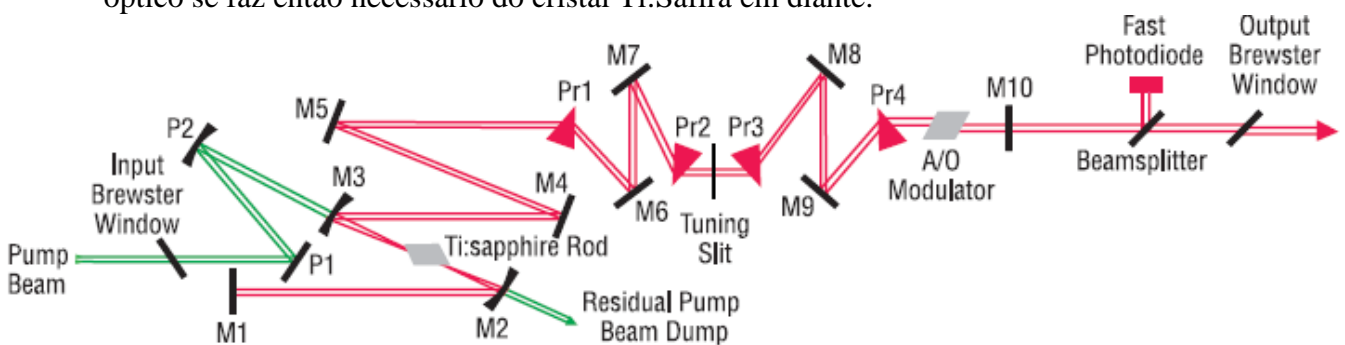


Fig. 5: Esquema da configuração da cavidade para o regime de pulsos de femtossegundos.

Como visto anteriormente, o cristal emite um brilho avermelhado, que corresponde ao início de sua banda de emissão (690 – 1040 nm), quando da incidência do laser de bombeio. Desta forma, o passo inicial é ajustar o espelho côncavo dicróico M3, e também o espelho de alta refletância M1, de forma que a reflexão da fluorescência emitida pelo cristal Ti:Safira seja centralizada em M4 e, sucessivamente, ajustar M4 para que o reflexão seja centralizada em M5. Os mecanismos ópticos seguintes, a saber, o par de prismas Pr1-Pr4 bem como os espelhos M6, M7, M8 e M9, possuem um alinhamento fixo de fábrica, não sendo aconselhável seu manuseio. O único grau de liberdade está na translação dos referidos pares de prismas, principalmente Pr1-Pr4, para então alterar o regime de operação do laser para pulsos de picossegundos, pois todo esse aparato não participa desta nova configuração, como mostrado na figura abaixo.

O par de prismas Pr2-Pr3 é móvel na montagem de femtosegundos e exerce um papel duplo. Primeiramente, a compensação do caminho óptico dos diferentes comprimentos de onda gerados pelo cristal juntamente com Pr1 e Pr4, pois, como é sabido, os fótons de comprimento de onda diferentes possuem velocidades diferentes (em meios que não o vácuo). Como para o funcionamento de um laser pulsado é crucial a coincidência temporal e espacial dos fótons para uma interação construtiva que gerará o pulso, é necessário obrigar os fótons mais rápidos a percorrer um caminho óptico maior que os de velocidade mais baixa, e um método extremamente eficiente e robusto de fazê-lo, já que é um sistema sem eletrônica, é através de pares de prismas com ângulos conjugados que “abrirão” e, em seguida, “fecharão” o feixe, para que através disso seja executada a compensação do caminho óptico.

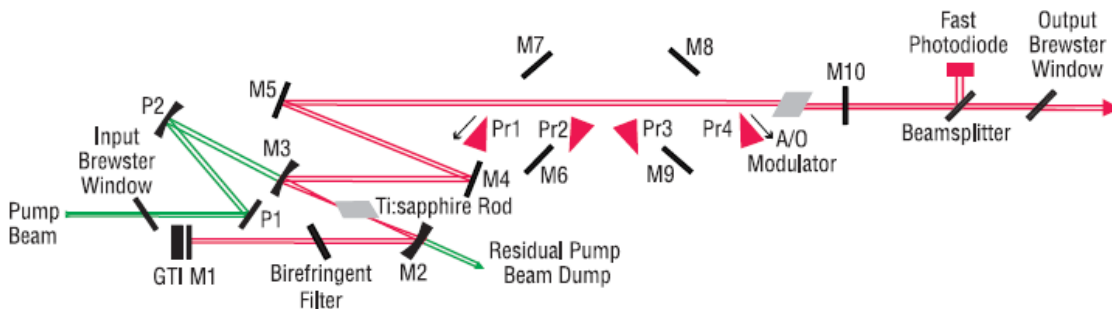


Fig. 6: Esquema da configuração da cavidade para o regime de pulsos de picossegundos, da qual os pares de prismas Pr1-Pr4 e Pr2-Pr3 bem como os espelhos M6, M7, M8 e M9 não participam e outros itens como a placa GTI em conjunto com o espelho M1 e um filtro birrefringente de quartzo, são inclusos.

A segunda função dos pares de prismas é o auxílio da escolha do comprimento de onda de emissão do laser. No trecho onde o feixe refratado está aberto, entre Pr2 e Pr3, é inserida uma fenda (*slit*), como visto da figura 7, com a qual pode-se escolher apenas uma região do espectro refratado, possibilitando a escolha de comprimento de onda que o laser emitirá.

Esses dois mecanismos têm funções de otimização e sintonização dos pulsos, sendo assim desnecessários na etapa de alinhamento inicial, cujo objetivo é coincidir a ida e a volta do feixe na cavidade. Desta forma, os prismas Pr2 e Pr3, assim como a



fenda são retirados do caminho do feixe. Assim, com auxílio de um cartão posicionado a frente do modulador acústico/óptico, ajusta-se o espelho M5 para que a maior parte da fluorescência o atinja.

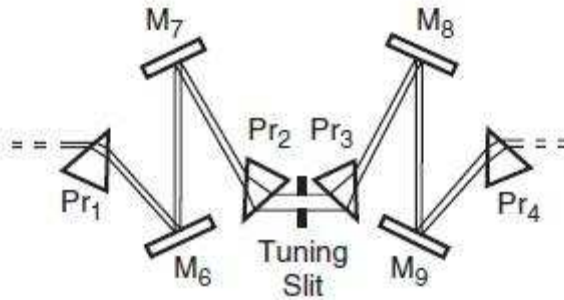


Fig. 7: Seqüência de prismas e espelhos fixos.

Retirando-se o cartão à frente do modulador acústico-óptico, parte-se então para o alinhamento do espelho M10, responsável pela volta da luz fluorescente no caminho inverso da cavidade alinhada até então. O cartão branco auxiliar é posicionado entre os espelhos M5 e M4, tentando alinhar no mesmo ponto o feixe incidente em seu anverso e a reflexão em seu verso através do ajuste do espelho M10. Quando este alinhamento grosso entre a ida e a volta da fluorescência é realizado, espera-se que se dê início à emissão laser pelo cristal de Ti:Safira após a retirada do cartão branco.

A otimização da emissão laser pelo cristal é feita após fechar o sistema e apenas operar, com os controles externos, os espelhos dos extremos da cavidade, M1 e M10, conforme mostra a figura abaixo. Com o auxílio de um medidor de potência na janela de saída, procura-se o valor máximo de sua leitura para um ajuste horizontal (verde) no espelho M1 seguido de um ajuste vertical no espelho M10 (azul), e vice-versa, sucessivamente.

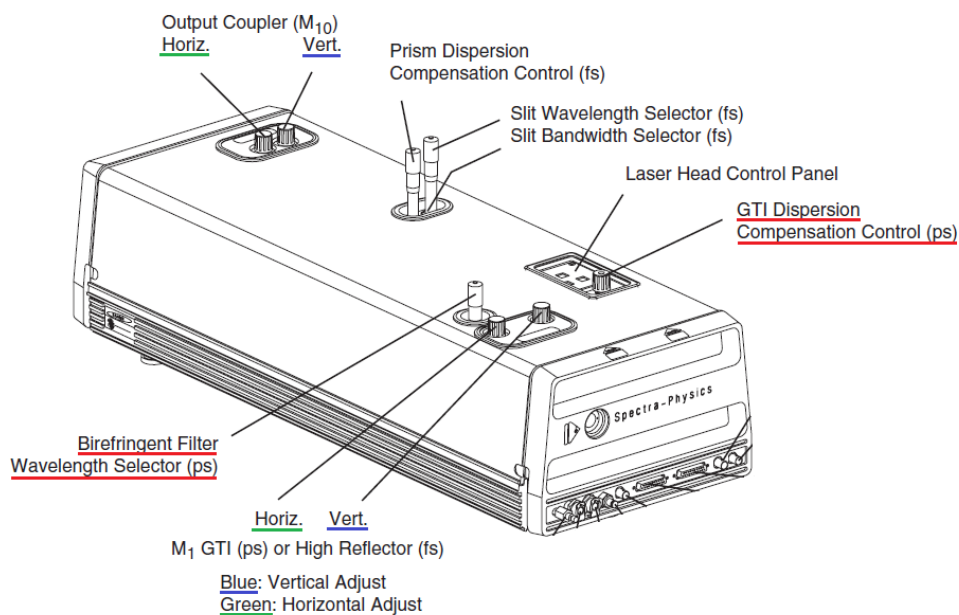


Fig. 8: Controles externos no laser “Tsunami”. Os itens destacados em vermelho fazem parte apenas da configuração para pulsos de picossegundos.

Após a execução deste procedimento, obteve-se uma potência aproximada de 750 mW na saída do laser de Ti:Safira para um potência de 10 W do laser de excitação em sua entrada, operando-se com a fenda posicionado para selecionar a banda dita “standard” (720 a 850 nm). A mudança desta banda de emissão seria somente possível com a troca óptica, o que não foi efetuado.

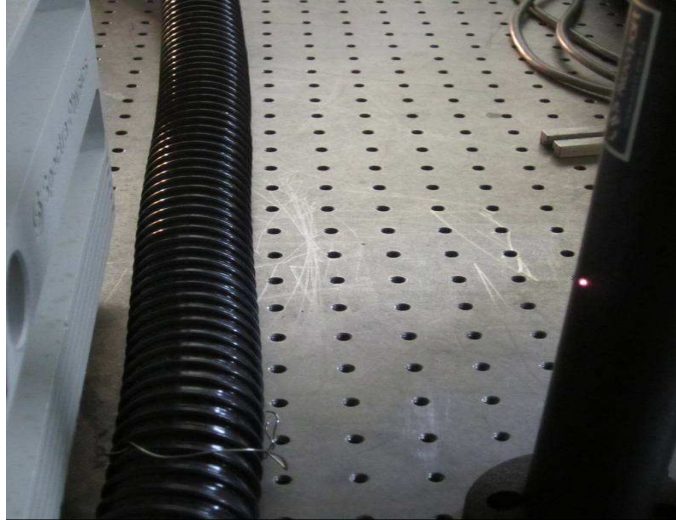


Fig. 9: Janela de saída do laser “Tsunami” à esquerda e incidência do feixe laser na coluna à direita.

Um procedimento simples no qual pode-se realizar qualitativamente a comprovação visual de que a emissão laser obtida é de fato pulsada, consiste em utilizar a substância Rodamina, um corante de alta fluorescência, onde sua excitação se dá por volta de 500 nm e sua emissão por volta de 580 nm. Desta forma, como a emissão do laser Ti:Safira se dá na banda de 690 – 1040 nm, a única forma de se excitar o corante Rodamina seria através do fenômeno não-linear de absorção de dois fótons, o qual só é possível de observar através da incidência de um feixe que tenha seus fótons coincidindo no tempo e espaço, o que é atingido através de um laser pulsado.

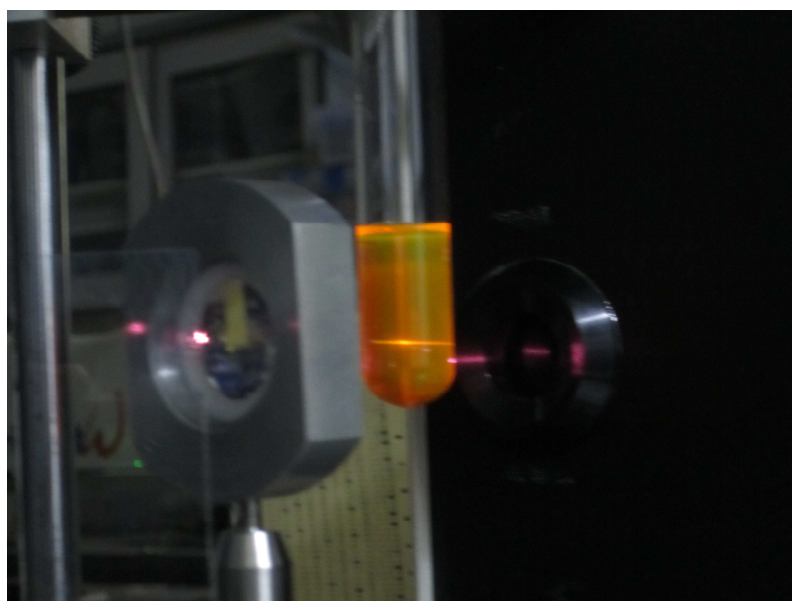


Fig. 10: Fluorescência do corante Rodamina quando da incidência do feixe laser pulsado



## Autocorrelador e medida da largura do pulso

Comumente se faz uso do chamado autocorrelador para efetuar uma medida temporal da duração de pulsos de lasers ultra-rápidos. A idéia deste instrumento é que, na ausência de um evento com sinal mais rápido que o pulso laser de curtíssima duração, utiliza-se o próprio pulso para efetuar a medida sobre si mesmo de maneira indireta. Para isto, se faz uso basicamente de um fenômeno não linear de segunda ordem quando a luz passa por um cristal gerador de segundo harmônico (SHG) do pulso laser.

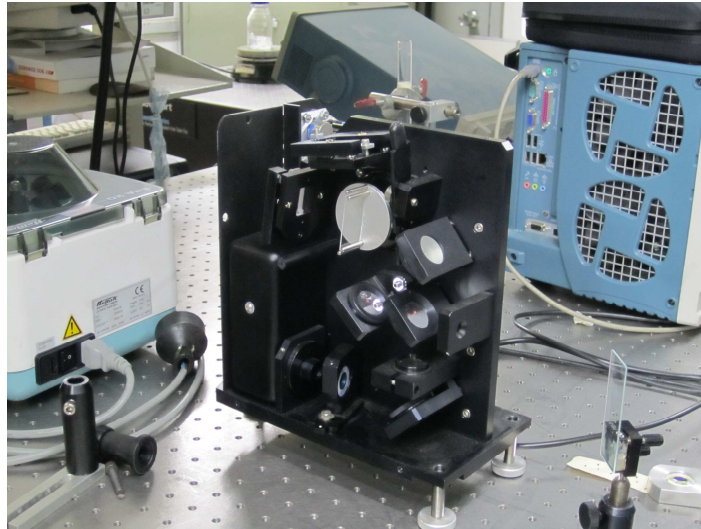


Fig. 11: Autocorelador utilizado para as medidas, modelo 409 da fabricante Spectra Physics.

O autocorrelador utilizado no laboratório possui a configuração mostrada na figura abaixo. Nele é possível ajustar a velocidade de rotação da lâmina de quartzo bem como a inclinação do cristal SHG de forma que ambos os braços incidam sobre ele em um mesmo ponto, já que não são colineares, otimizando a intensidade da luz de segundo harmônico produzida.

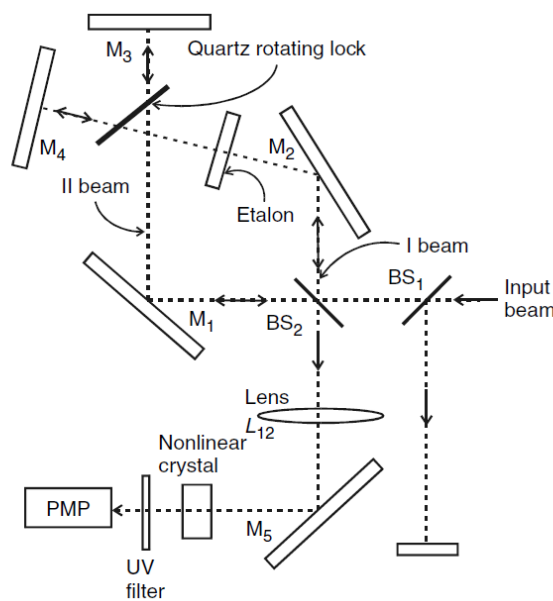


Fig. 12: Caminho óptico do autocorrelador utilizado experimentalmente.

Através destes ajustes, otimizamos o sistema, ainda sem posicionar a lâmina de calibração “Etalon” no caminho óptico. Isto é feito, pois uma vez que a quantidade de luz do segundo harmônico gerado pelo cristal é proporcional ao produto das intensidades dos dois pulsos incidentes, obtemos um perfil de forma a garantir que estão incidindo sobre um mesmo ponto no cristal SHG.

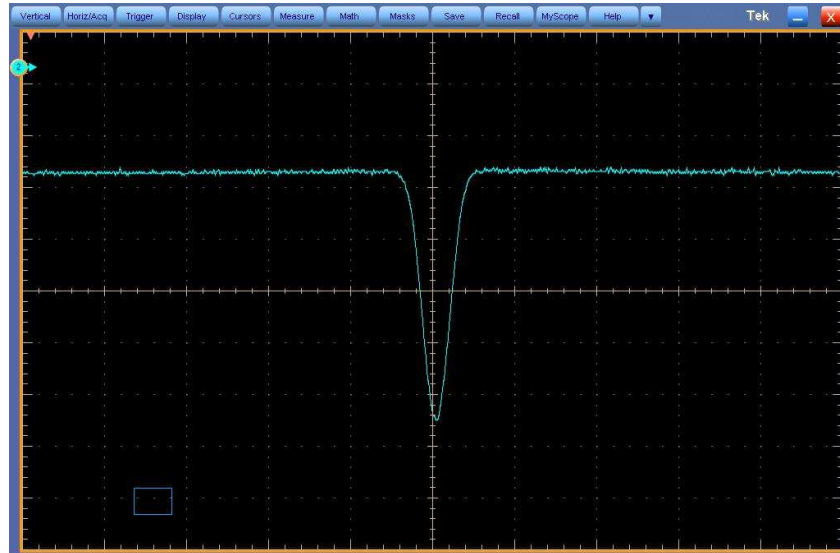


Fig. 13: Máximo perfil de intensidade obtido após ajustes na inclinação do cristal SHG do autocorrelador.

Apenas olhando a forma temporal do perfil obtido nós somos incapazes de determinar a duração dos pulsos, já que não sabemos a relação entre a base de tempo de captura de dados do osciloscópio e seu atraso temporal. Para isto precisamos calibrar a base temporal do osciloscópio e então utilizamos o “Etalon”, que possui espessura e índice de refração definidos, a fim de se determinar o atraso temporal do novo perfil obtido em função do acréscimo de caminho óptico por ele gerado em um dos braços do autocorrelador.

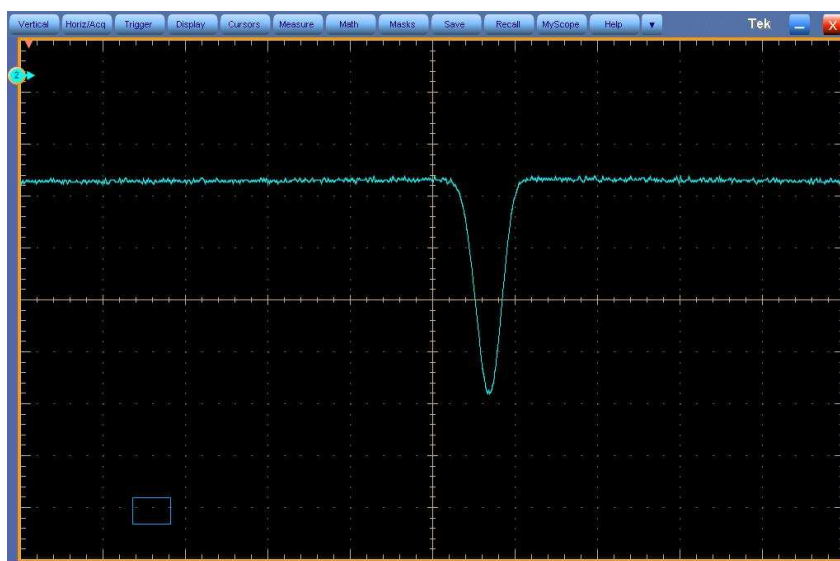


Fig. 14: Perfil de intensidade obtido, com seu deslocamento temporal, após introdução do “Etalon” em um dos braços do caminho óptico do autocorrelador.

Através do uso do cursor no osciloscópio, foi obtida a diferença temporal entre os picos devido seu deslocamento. Assim, dividindo-se pela escala temporal a ser calibrada mostrada na figura, obtemos então, em número de divisões, um deslocamento de 3,2 unidades.

Assim, a calibração da base temporal do osciloscópio é feita em função do acréscimo de caminho óptico conhecido devido à presença do “Étalon” em um dos braços do autocorrelador. Desta forma, cada divisão na verdade corresponde a um tempo para os pulsos emitidos de

$$\Delta t = \frac{1}{3,2} \left( \frac{e}{v_{eth}} - \frac{e}{c} \right) = \frac{1}{3,2} \left( \frac{e \cdot n_{eth}}{c} - \frac{e}{c} \right) = \frac{1}{3,2} \frac{e}{c} (n_{eth} - 1)$$

onde “e” corresponde a espessura da placa e “n<sub>eth</sub>” seu índice de refração, considerados aproximadamente sendo e = 0,36 mm e n<sub>eth</sub> = 1,45, e “c” a velocidade da luz no vácuo. Assim, obtemos para cada divisão temporal na escala do osciloscópio o tempo aproximado de 1,687 . 10<sup>-13</sup> s.

Voltando então ao perfil inicial dos pulsos (fig. 13), podemos agora fazer uma estimativa da largura de cada pulso ultra-rápido. Para isto, precisamos fazer uma suposição sobre a forma dos pulsos ultra-rápidos. Desta forma, sabemos qual é a relação do tempo de duração de cada pulso emitido com a função de autocorrelação, já calibrada temporalmente, observada na fig. 13, através da tabela de conversão encontrada em [1], [3] e [4].

Function	I(t)	$\Delta t_p^*/\Delta t_{AC}^{**}$	$\Delta t_p \Delta \nu^{***}$
Square	$I(t) = \begin{cases} 1 &  t  \leq t_p/2 \\ 0 &  t  > t_p/2 \end{cases}$	1	1
Diffraction Function	$I(t) = \frac{\sin^2(t/\Delta t_p)}{(t/\Delta t_p)}$	0.751	0.886
Gaussian	$I(t) = \frac{\exp - (4 \ln 2)t^2}{\Delta t_p^2}$	0.707	0.441
Hyperbolic Secant	$I(t) = \operatorname{sech}^2 \frac{(1.76t)}{\Delta t_p}$	0.648	0.315
Lorentzian	$I(t) = \frac{1}{1 + (4t^2/\Delta t_p^2)}$	0.500	0.221
Symmetric two-sided exponential	$I(t) = \exp \frac{-(\ln 2)t}{\Delta t_p}$	0.413	0.142

\*  $\Delta t_p$  (sec) is FWHM of intensity envelope of the pulse.

\*\* $\Delta t_{AC}$  (sec) is FWHM of autocorrelator function of the pulse.

\*\*\* $\Delta \nu$  (Hertz) is FWHM of the spectrum of the pulse.

Tab.1: Relação da largura do pulso para diversas formas assumidas com largura do sinal observado no autocorrelador.

Supondo então que os pulsos emitidos pelo laser são de forma Gaussiana, partimos para o cálculo de sua duração, que é definido matematicamente como sendo a largura à meia altura da intensidade do pulso (FWHM). Novamente através do auxílio do osciloscópio, desta vez com os dados exportados para se obter uma maior precisão, à meia altura da intensidade do perfil dos pulsos mostrado na fig. 13, obtemos para o sinal de autocorrelação um  $\Delta t_{AC}$  o equivalente à 1,84 divisões, aproximadamente, portanto  $\Delta t_{AC} = 1,84 \cdot 1,687 \cdot 10^{-13} = 3,104 \cdot 10^{-13}$  s.

Assim, através da tabela de conversão para pulsos assumidos gaussianos, a largura de cada pulso será  $\Delta t_p = 0,707 \cdot \Delta t_{AC} = 2,194 \cdot 10^{-13}$  s, ou seja, aproximadamente 220 femtossegundos, um resultado razoável em comparação ao valor nominal do fabricante, que para uma banda de emissão centrada em 800 nm deveria ser de 180 femtossegundos.

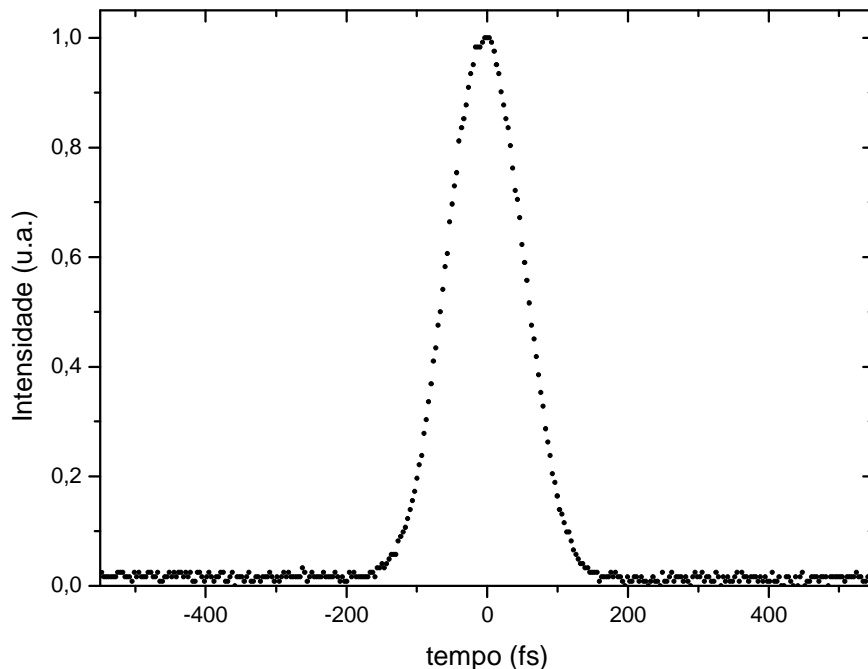


Fig. 15: Perfil do pulso com intensidade normalizada e duração de cerca de 220 femtossegundos.

## Conclusões sobre a execução do projeto

O início do projeto consistiu basicamente da familiarização dos modos de operação/formação do pulso ultracurto e resfriamento dos lasers, processos de alinhamento óptico grosso e fino no posicionamento sobre a mesa de trabalho, manuseio de aparatos ópticos constituintes do laser “Tsunami” e suas funções ao longo do processo de obtenção o feixe laser pulsado do cristal de Ti:Safira no regime de femtossegundos.

Posteriormente, partiu-se então para a obtenção de medidas dos pulsos através de um autocorrelador, comumente utilizado para tais fins, que tem como princípio a

determinação da função de autocorrelação de segunda ordem do pulso luminoso, através de efeitos não-lineares de um cristal gerador de segundo harmônico (SHG). Esta função é interessante, pois contém informação sobre a duração do pulso, deduzida através do sinal medido.

O resultado obtido se aproxima muito do previsto pelo fabricante do laser para a banda “standard” (720 a 850 nm), que deveria ser por volta de 180 fs de duração para o pulso. O aumento em sua largura para 220 fs se deve muito ao fato de, ao sair da cavidade, os diferentes comprimentos de onda que compõem o pulso percorrerem o caminho óptico com diferentes velocidades. Esse fato dispersa as componentes do pulso que acarreta no seu alargamento. Assim como este fato foi compensado pelos prismas na cavidade, existem equipamentos para compensar este alargamento do pulso fora da cavidade, porém estes não foram usados durante os experimentos.

A importância deste projeto de instrumentação reside principalmente no fato de conhecer e entender o funcionamento de um instrumento amplamente usado em laboratórios nas mais diversas técnicas e pesquisas, desde as básicas até as aplicadas, como em técnicas de espectroscopia, espalhamento e, especialmente neste laboratório, em ablação, técnica em que um pequeno volume de material na superfície de um substrato pode ser evaporado se ele é aquecido em um tempo muito curto.

## Referências

[1] Halina Abramczyk, Introduction to Laser Spectroscopy (Amsterdam: Elsevier Science, 2005)

[2] Jean-Claude Diels e Wolfgang Rudolph, Ultrashort Laser Pulse Phenomena (NY: Academic Press, 2006);

[3] Carlos Henrique de Brito Cruz e Hugo Luis Fragnito, Fenômenos Ultrarápidos: Geração de Pulsos Laser Ultracurtos e Suas Aplicações (notas de aula), disponível para download em <http://www.ifi.unicamp.br/~gfurco/Inrep/fenurap012000h.pdf>

[4] Manual do usuário do laser “Tsunami” da fabricante Spectra Physics disponível no laboratório;

[5] Catálogo de especificações técnicas do laser “Tsunami” da fabricante Spectra Physics disponível em:

- <http://www.newport.com/Tsunami-Ultrafast-Lasers/368126/1033/catalog.aspx>
- <http://inst.eecs.berkeley.edu/~ee236a/fa02/TsunamBroch0180.pdf>



## **Parecer do orientador do projeto sobre o relatório final:**

**Disciplina:** F-530, Instrumentação

**Professor:** José Joaquim Lunazzi

**Aluno:** Cassiano Rezende Pagliarini

**Orientador:** Carlos Lenz Cesar

**Projeto:** Calibração e alinhamento óptico da cavidade ressonante de laser Ti:Safira (Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)

**Período:** 1º semestre de 2011

### **Avaliação:**

O aluno Cassiano trabalhou, durante toda a duração do projeto, de forma dedicada culminando no sucesso da execução de todo o trabalho proposto. Desta forma ele já é familiar com os conceitos básicos, com as medições e alinhamentos básicos necessários para o início de um trabalho em qualquer laboratório cujas técnicas envolvendo fenômenos ultra-rápidos estejam envolvidas.

**Nota:** 10,0

---

Carlos Lenz Cesar