

RELATÓRIO FINAL DE ATIVIDADES – F590 – Iniciação Científica I

PRODUÇÃO DE PULSOS DE RAIOS-X ULTRACURTOS POR MEIO DE LASERS
AMPLIFICADOS DE FEMTOSSEGUNDOS

ALUNO: Rafael Rabello de Lima de Almeida Celestre— RA: 082568
rafaelcelestre [at] gmail [.] com

ORIENTADOR: Carlos Manuel Giles Antúnez de Mayolo
giles [at] ifi [.] unicamp [.] br

(05519) 3521-5497

Instituição:
Departamento de Física da Matéria Condensada
Instituto de Física Gleb Wataghin
Universidade Estadual de Campinas

junho de 2012

01. Resumos	04
1.1. Resumo do projeto	04
1.2. Resumo do relatório	04
02. Introdução	04
03. Fundamentação teórica	04
3.1. Raios-X	04
3.1.1. Raios-X e o espectro contínuo	05
3.1.2. O espectro característico	05
3.1.3. Fontes K- α baseadas em plasma	06
3.2. Lasers	06
3.2.1. Sistema de laser amplificado	06
3.2.2. Laser de bombeio para o oscilador	08
3.2.3. Oscilador de titânio safira	08
3.2.4. Dispersão da velocidade de grupo	08
3.2.5. Automodulação de fase	09
3.2.6. Compensação dos efeitos de dispersão	09
3.2.7. Amplificador	10
3.2.8. Alargamento e posterior compressão do pulso	10
3.2.9. Amplificação regenerativa	10
3.3. Raios-X ultracurtos através de lasers ultrarrápidos – <i>pump and probe</i>	11
04. Descrição das atividades realizadas	11
4.1. Construção da câmara de vácuo	12
4.1.1. Implementação	12
4.1.2. Detalhes e especificações	12
4.2. Atividades com lasers	13
4.2.1. Montagens preliminares	13
4.2.2. Caracterização do foco	14
4.2.2.1. Definindo a largura espacial do feixe	14
4.2.2.2. O método da faca	14
4.2.2.3. O método do <i>pinhole</i>	16
4.2.2.4. O método da webcam	17
4.2.2.4.1. Introdução à câmara digital simples	17
4.2.2.4.2. Caracterização do pixel de uma webcam	17
4.2.2.4.2. Caracterização do pixel de uma webcam – usando um microscópio	18
4.2.2.4.2. Caracterização do pixel de uma webcam <i>in situ</i>	19
4.2.3. Conclusões	22
05. Produção de pulsos de raios-X ultracurtos	23
06. Bibliografia & referências	26
07. Perspectivas de continuidade	27
08. Atividades de interesse	27
09. Apoio	27
10. Agradecimentos	27
11. Apêndice	28
11.1. Tabela: Energia das linhas de emissão de Raios-X	28
11.2. Microscopia das lâminas usadas para o método da faca	29
11.3. Eficiência do detector AMPTEK de raios-X	30
12. Palavras do orientador	31

1. RESUMOS

1.1 RESUMO DO PROJETO

Este projeto de pesquisa teve por objetivo o estudo da viabilidade de produção de pulsos de raios-X ultracurtos através do uso de lasers pulsados de alta potência para experimentos em física da matéria condensada. A geração de raios-X usando lasers de femtossegundos de altíssima potência está inserida em um projeto de colaboração com pesquisadores da área de lasers do IFGW-UNICAMP e do CLA-IPEN, assim como com pesquisadores do *Institut für Optik und Quantenelektronik* da Universidade Friedrich-Schiller em Jena (Alemanha). O projeto de iniciação científica teve por objetivo introduzir o aluno às técnicas de focalização de lasers pulsados de femtossegundos assim como à instrumentação necessária para a produção de raios-X por plasma lasers e prepará-lo em uma promissora área de pesquisa com grande potencial de aplicações em física da matéria condensada.

1.2 RESUMO DO RELATÓRIO

Este relatório começa por um resumo teórico que visa passar ao leitor alguns conhecimentos básicos para que o mesmo possa acompanhar o relatório. Após a introdução teórica, passo a abordar os experimentos propriamente ditos – quando necessário, introduzo conhecimentos teóricos que não couberam serem expostos na fundamentação teórica. Após considerações sobre os experimentos apresento os primeiros resultados de produção de raios-x pulsados de femtossegundos.

2. INTRODUÇÃO

O desenvolvimento de lasers de alta potência para produção de pulsos de femtossegundos está permitindo o avanço científico em inúmeras áreas de pesquisa como a física dos raios-X ultrarrápidos. De fato, lasers de alta potência *table-top* estão sendo utilizados para a produção de pulsos de raios-X com largura temporal de dezenas de femtossegundos. Estas fontes produzem radiações com comprimento de onda muito curto por vários mecanismos diferentes, entre os quais podemos citar a geração de fontes coerentes de VUV pela geração de altos harmônicos, a geração de raios-X duros monocromáticos e a geração de raios-X duros com espectro contínuo [01,04]. Os raios-X produzidos desta forma possuem características inéditas, entre as quais podemos citar a duração do pulso, o tamanho reduzido da fonte (microfoco) e o alto brilho.

Todos estes avanços estão marcando uma aproximação de duas comunidades científicas usualmente distantes: a comunidade de lasers de alta potência e a comunidade de óptica de raios-X. Esta aproximação já pode ser vista em duas áreas de aplicação dos lasers pulsados de alta potência. Por um lado, está a produção de pulsos ultracurtos de raios-X como já citado, por outro, utilizam-se lasers pulsados de femtossegundos para excitar processos ultrarrápidos que são acompanhados por experimentos de difração de raios-X, utilizando-se a natureza pulsada das fontes de luz síncrotron. Desta forma pode-se obter informação espacial com resolução atômica similar aos dos experimentos de Zewail por difração de elétrons, que lhe valeram o prêmio Nobel em 2005 [05].

A vantagem da produção de pulsos ultracurtos de raios-X a partir dos lasers de alta potência reside no fato de que nas fontes de luz síncrotron só se conseguem pulsos de raios-X com larguras temporais de várias dezenas de picossegundos, enquanto que nas fontes de raios-X *table-top* (de pequeno porte) esta largura pode chegar abaixo de 100 femtossegundos, abrindo o caminho para o estudo de fenômenos ultrarrápidos com resolução atômica. O potencial de uso dos raios-X produzidos através de lasers vai desde o estudo fundamental de reações químicas na escala de dezenas de femtossegundos, o estudo de estados transientes da matéria fora do equilíbrio termodinâmico, como as transições de fase, até a dinâmica de proteínas na área biológica, abrindo grandes avenidas de progresso em áreas fundamentais da ciência.

O nosso grupo de pesquisa do IFGW está projetando o desenvolvimento de fontes de raios-X pulsados utilizando lasers de alta potência em colaboração com membros do CEPOF-FAPESP. Recentemente lasers amplificados de femtossegundos foram instalados no Departamento de Eletrônica Quântica do IFGW permitindo-nos realizar os testes iniciais. Um projeto temático encontra-se em elaboração neste sentido e deve resultar na produção de raios-X duros com pulsos de femtossegundos pela primeira vez em nosso país.

Este projeto de pesquisa visa introduzir o aluno Rafael Celestre nesta promissora área de pesquisa. Este projeto está sendo realizado pelo nosso grupo de pesquisa do IFGW envolvendo alunos de doutorado, mestrado e iniciação científica [06,08].

3. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

3.1 RAIOS-X

Os raios-X foram descobertos em 1895 pelo físico alemão Roentgen e assim foram chamados por causa de sua origem até então desconhecida. Diferentemente da luz comum, esses raios eram invisíveis, mas viajavam em linha reta e

afetavam filme fotográfico da mesma maneira que a luz. Por outro lado, eles eram muito mais penetrantes que a luz e podiam facilmente passar pelo corpo humano, madeira, e peças de metal relativamente espessas entre outros opacos à luz visível.

Como seu uso era muito imediato, não sendo necessários muitos conhecimentos, os raios-X foram quase que imediatamente postos em uso pela comunidade científica que desejava estudar objetos opacos. O uso dos raios-X foi então iniciado sem um preciso entendimento da radiação usada, posto que somente em 1912 sua exata origem fosse estabelecida. Naquele ano o fenômeno de difração por cristais foi descoberto, essa descoberta simultaneamente provou a natureza eletromagnética dos raios-X, assim como proveu uma maneira de investigar a estrutura da matéria. [09]

3.1.1 RAIOS-X E O ESPECTRO CONTÍNUO

Raios-X são produzidos quando qualquer partícula eletricamente carregada e com energia cinética suficiente é rapidamente desacelerada. Os elétrons são comumente usados para esse propósito, a radiação é produzida em um tubo de raios-X (figura 1) que contém uma fonte de elétrons e dois eletrodos metálicos. A alta voltagem mantida entre esses eletrodos rapidamente atrai os para o ânodo, ou alvo, onde colide com uma velocidade muito alta. Os raios-X são produzidos no ponto de impacto e são irradiados em todas as direções. A maior parte da energia cinética dos elétrons é convertida em calor, menos de um por cento é transformado em radiação eletromagnética.

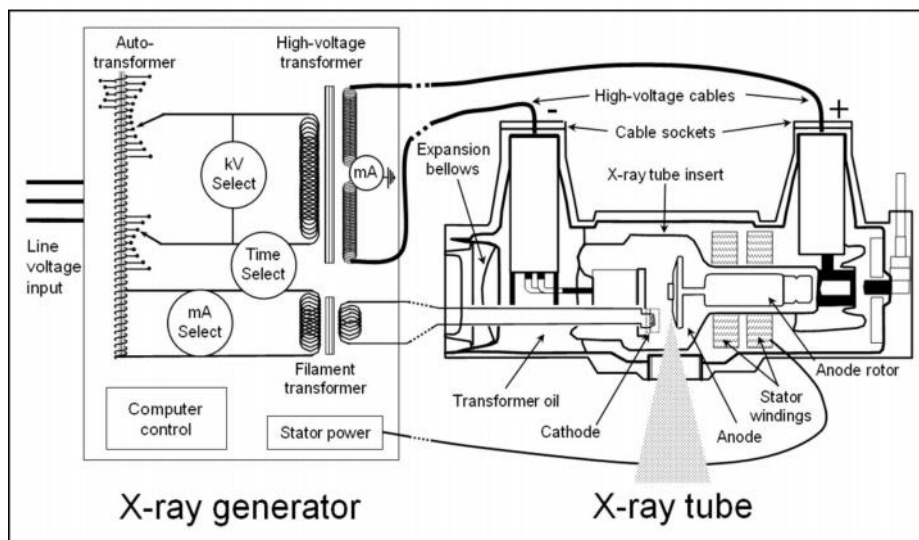


Figura 01- tubo de alta tensão para produção de raios-X [10]

Quando os raios provenientes do tubo são analisados, percebemos que eles consistem de uma mistura de diferentes energias e sua variação na intensidade com a energia é função da voltagem aplicada no tubo. A radiação representada por curvas do tipo da mostrada na figura 2 são chamadas de heterocromáticas, contínuas, radiação branca ou radiação de *Bremmsstrahlung*, além das raias características.

O espectro contínuo é devido às rápidas desacelerações dos elétrons ao atingirem o alvo. Nem todos os elétrons sofrem frenagem da mesma maneira: alguns são parados em um único impacto e perdem toda sua energia de uma vez, enquanto outros são desviados de sua trajetória e vão perdendo sucessivamente frações de sua energia cinética até desaparecerem completamente.

3.1.2 ESPECTRO CARACTERÍSTICO

Quando a voltagem no tubo de raios-X é aumentada acima de certo valor crítico, característico do alvo metálico, um pico de intensidade máxima aparece em certo comprimento de onda sobreposto no espectro contínuo. Como estes picos são muito estreitos e seus comprimentos de onda são característicos do metal usado como alvo, eles são chamados de linhas características – linhas *K*, *L*, *M*, etc.. Na ordem crescente de comprimentos de onda, todas as linhas juntas formam o espectro característico.

Comumente somente as linhas *K* são utilizadas na difração dos raios-X. Há várias linhas do grupo *K*, mas somente as três linhas mais fortes são observadas na difração normal dos raios-x: $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ e K_{β} . As linhas $K_{\alpha 1}$ e $K_{\alpha 2}$ nem sempre são resolvidas (distinguíveis) e quando são resolvidas, são chamadas de “ K_{α} doublet.” [09]

Um aumento na voltagem acima de certo valor crítico aumenta a intensidade das linhas características, mas não muda seus comprimentos de onda. A intensidade de qualquer linha característica, medida acima do espectro contínuo, depende da corrente no tubo e da quantidade de voltagem excedida da voltagem crítica para a linha em questão. Os

comprimentos de onda característicos de raios-X de quase todos os elementos foram precisamente medidos e tabulados, em maior parte por M. Siegbahn (laureado com o Nobel em física no ano de 1981 [11]) e seus associados.

Enquanto o espectro contínuo é causado pela rápida desaceleração do elétron no alvo, a origem do espectro característico está nos átomos do próprio material alvo. Se um elétron bombardeado no alvo tem energia cinética suficiente, ele pode eliminar um elétron da camada K (elétron de caroço), deixando o átomo em um estado excitado, estado de alta energia. Neste caso, elétrons mais externos imediatamente preenchem a lacuna na camada K emitindo energia no processo, voltando o átomo ao seu estado fundamental. A energia é emitida na forma de radiação e tem um comprimento de onda muito bem definido, denominado radiação característica K .

A vacância da camada K pode ser preenchida por qualquer elétron de camadas mais externas (vide anexo), dando origem por sua vez, às séries de linhas K ; as linhas K_α e K_β , por exemplo, resultam do preenchimento da vacância da camada K por elétrons das camadas L e M , respectivamente. É possível preencher a camada K tanto por elétrons da camada L como da camada M , tendo assim um átomo do alvo emitindo K_α e seu vizinho emitindo K_β ; entretanto é mais provável que uma vacância na camada K seja preenchida por um elétron da camada L do que um elétron da camada M , como resultado tem-se que as linhas K_α são mais fortes que as K_β . Segue também que é impossível excitar uma linha K sem excitar também as demais linhas.[09]

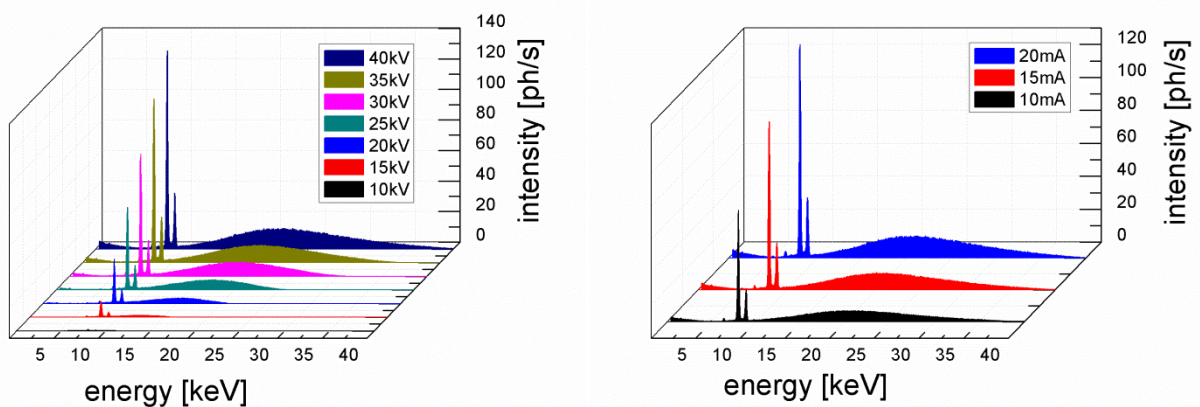


Figura 02- espectro de raios-X heterocromáticos obtidos a partir de um tubo de raios-X de cobre. Lado esquerdo: variação da tensão de tubo de 10kV até 40kV com uma corrente fixa de 20mA. Lado direito: variação da corrente de tubo de 10mA até 20mA com uma tensão fixa de 35kV. Repare que os picos de intensidade são as raias características do Cu (vide tabela em anexo 01).

3.1.3 FONTES DE RAIOS-X K_α BASEADAS EM PLASMA

A geração de pulsos de raios-X ultrarrápidos e ultra brilhantes é um desafio no estudo da inexplorada física de altas densidades e de plasmas de altas temperaturas. Esses plasmas são produzidos quando um intenso pulso de laser ultracurto (100fs , 10^{16-17} W/cm^2) é focalizado em alvos sólidos. A energia do laser que é absorvida pelo alvo gera um plasma térmico de centenas de elétron-volts.

Emissões de raios-X muito curtas do plasma térmico são esperadas dentro dessa escala curta de tempo porque os elétrons não transmitem uma fração significativa de sua energia para íons e expansões muito fracas ocorrem durante o pulso. Elétrons rápidos presentes neste plasma, resultantes da interação com a luz do laser, são então acelerados contra o alvo sólido, ionizando as camadas mais internas dos átomos, produzindo radiação por *Bremsstrahlung* e raios-X característicos (K_α) quando as vacâncias geradas são preenchidas.

Os raios-X produzidos por estas fontes possuem propriedades únicas como largura temporal da ordem de femtossegundos, largura espacial da ordem de micrometros, alto brilho e emissão isotrópica em 4π radianos. [12]. A figura 03 apresenta um modelo esquemático das interações do plasma com a matéria e a consequente produção de raios-X.

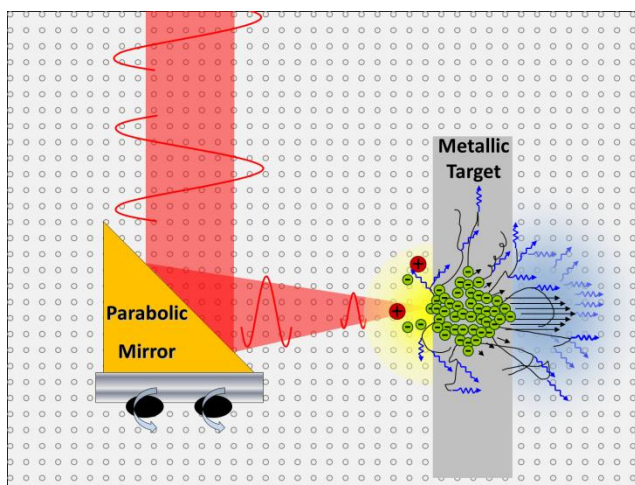


Figura 03- mostra a focalização de pulsos de laser amplificados ultracurtos em um alvo metálico sólido. O plasma (cor amarela no esquema acima) fornece energia aos elétrons (cor verde) que por sua vez, são acelerados contra o alvo sólido, gerando raios-X (cor azul) de maneira isotrópica.

3.2 LASERS

“Uma solução procurando um problema”[13] é como muitos cientistas descreveram o primeiro laser funcional, montado por Theodore Maiman em 1960 [14]. É com esta citação que darei início à penúltima seção teórica, onde introduzirei os conceitos básicos para o entendimento de lasers de regime ultrarrápido.

3.2.1 SISTEMA DE LASER AMPLIFICADO

Os mais recentes avanços no campo da geração de pulsos ultracurtos têm sido em torno do desenvolvimento do óxido de alumínio dopado com titânio (Ti:Safira-Ti³⁺:Al₂O₃) como ganho do meio laser [15]. O Ti:Safira foi introduzido na década de 1980 [16] e é o meio ganho mais favorável utilizado por possuir uma ampla largura de banda (650-1100nm) permitindo a produção de pulsos ultracurtos de alta potência. O sistema de laser amplificado utilizado no desenvolvimento deste experimento encontra-se no Laboratório de Fenômenos Ultra-Rápidos - DEQ-IFGW. Seus principais constituintes são mostrados na figura 04:

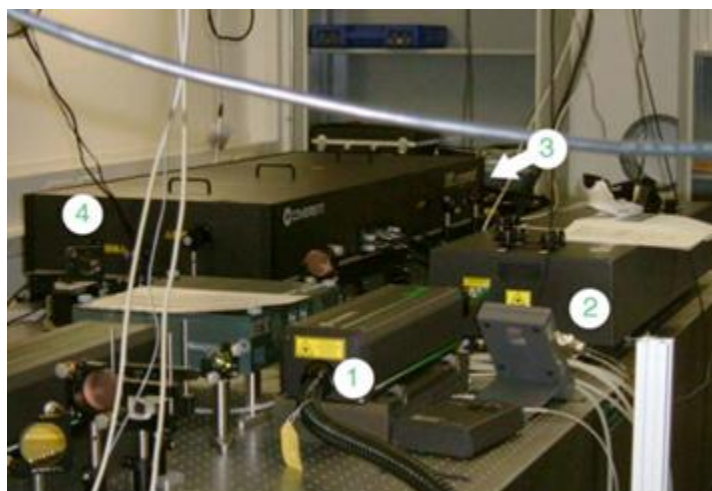


Figura 04- esquema do sistema de laser encontrado no laboratório de Fenômenos Ultra-Rápidos, DEQ-IFGW.

- 1 Verdi V5TM-Coherent: laser de bombeio para o oscilador.
- 2 Mira-SeedTM-Coherent: oscilador de Ti:Safira.
- 3 Legend-USPTM-Coherent: amplificador regenerativo.
- 4 EvolutionTM-Coherent: laser de bombeio para o amplificador.

Abaixo segue uma descrição dos principais constituintes do sistema do laser amplificado.

3.2.2 LASER DE BOMBEIO PARA O OSCILADOR

O fornecimento de energia ao oscilador de Ti:Safira é obtido através de um laser de bombeio operado a um comprimento de onda característico. O cristal de Ti:Safira requer um bombeio na região espectral do azul-verde. uma alta potência de bombeio é necessária devido ao curto tempo de vida da população do estado excitado do Ti:Safira [17] (cerca de 3,2µs) e da alta potência de saturação (potência necessária para produzir uma saturação significativa no absorvedor). O laser de bombeio utilizado no laboratório consiste de um laser de Nd:YVO₄ (ortovanadato de ítrio dopado com neodímio) de onda contínua com uma potência de saída de 5W a um comprimento de onda de 532 nm.

3.2.3 OSCILADOR DE TITÂNIO SAFIRA

A geração de pulsos ultracurtos é baseado no estabelecimento de uma situação de acoplamento de modos no qual as fases relativas e as amplitudes dos vários modos oscilantes são mantidas constantes no tempo [18]. A separação entre os pulsos é dada pela circulação do pulso dentro da cavidade, a qual pode ser expressa por:

$$T = \frac{1}{\nu} = \frac{2L}{c} \quad (01),$$

onde L é o comprimento da cavidade ressonante. No laser de Ti:Al₂O₃ encontrado no Laboratório de Fenômenos Ultra-Rápidos essa separação é cerca de 13,2 ns e o número de pulsos de saída é dado pelo inverso da equação 1:

$$\nu = \frac{1}{13,2 \times 10^{-9}} = 7,567 \times 10^7 \text{ Hz} \quad (02),$$

o que permite dizer que o Mira-SeedTM possui uma taxa de repetição de 76 MHz. O laser de Ti:Safira opera no sistema KLM (*KerrLensMode-Locking*) que é baseado em uma modificação do índice de refração como resposta à intensidade do feixe incidente [19]. Os pulsos de saída do oscilador de Ti:Safira possuem duração temporal de 40 fs, comprimento de onda central de 800 nm, potência de 250 mW e energia por pulsos da ordem de 10⁻⁹ J [20]. Alguns efeitos de dispersão aparecem devido à propagação do feixe laser em um meio dispersivo; descreveremos com mais detalhes os principais fenômenos relacionados a esses efeitos e os possíveis meios de compensá-los.

3.2.4 DISPERSÃO DA VELOCIDADE DE GRUPO

O comprimento de onda de um pulso ultracurto de luz é formado por uma distribuição de comprimentos de onda e a largura dessa distribuição é inversamente proporcional à duração do pulso. A um dado λ , o índice de refração determina a velocidade de um modo, conhecido como velocidade de fase. A figura abaixo mostra a dependência do índice de refração, $n(\lambda)$, com o comprimento de onda λ , conhecido como dispersão:

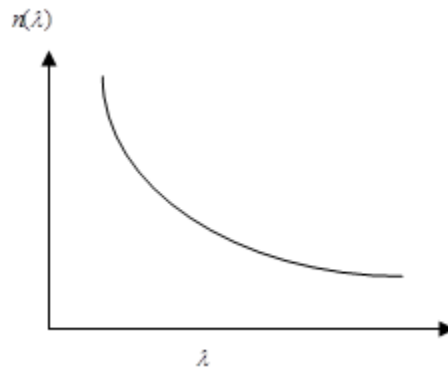


Figura 05- curva de dispersão da velocidade de grupo.

A inclinação da curva,

$$\frac{d}{d\lambda} n(\lambda) \quad (03),$$

é a velocidade de grupo, o qual define a velocidade do pacote de onda com um comprimento de onda central λ . A segunda derivada,

$$\frac{d^2}{d\lambda^2} n(\lambda) \quad (04),$$

produz a dispersão da velocidade de grupo (GVD), que é definido como a taxa no qual as componentes de frequência do pacote de onda mudam suas fases relativas. A dispersão da velocidade de grupo é responsável por um alargamento dispersivo dos pulsos.

3.2.5 AUTOMODULAÇÃO DE FASE

O efeito Kerr é responsável por um fenômeno não linear denominado de automodulação de fase (Self Phase Modulation). Esse fenômeno causa um alargamento espectral do feixe resultando em uma redução temporal do pulso de laser formado. A automodulação de fase sozinha não é um efeito dispersivo, no entanto, quando os pulsos passam por um material transparente eles sofrem dispersão. Essa dispersão faz com que as partes de baixas frequências do pulso (vermelha) possuam velocidades mais altas que as partes de altas frequências (azul), fazendo com que a parte dianteira do pulso se mova mais rápido do que a parte traseira (chirp positivo, +GVD). Se, no entanto, as partes de altas frequências se movem mais rapidamente que as partes de baixas frequências, dizemos que o chirp é negativo (-GVD). A automodulação de fase torna-se mais intenso quanto mais intenso é o pulso.

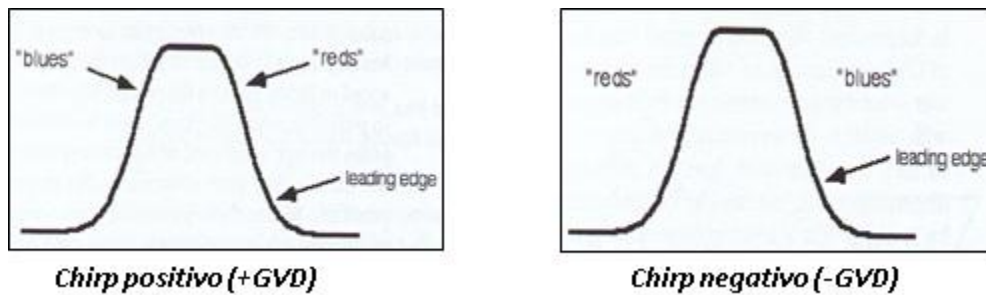


Figura 06- efeitos da dispersão.

3.2.6 COMPENSAÇÃO DOS EFEITOS DE DISPERSÃO

Os efeitos acumulativos da falta de compensação dos efeitos da dispersão da velocidade de grupo (GVD) e da automodulação de fase (SPM) causam uma ampliação temporal do pulso laser. O oscilador de Ti:Safira (Mira-Seed™) utiliza um par de prismas [20] no qual a luz passa duas vezes para uma completa compensação de um pulso com GVD positivo.

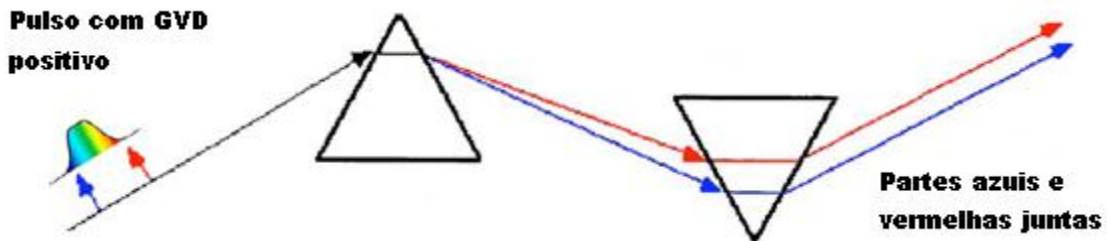


Figura 07- compensação da dispersão da velocidade de grupo.

A compensação é importante para a produção de pulsos com larguras temporais de sub-picosegundos. A figura abaixo ilustra graficamente o efeito da compensação e não compensação da dispersão da velocidade de grupo.

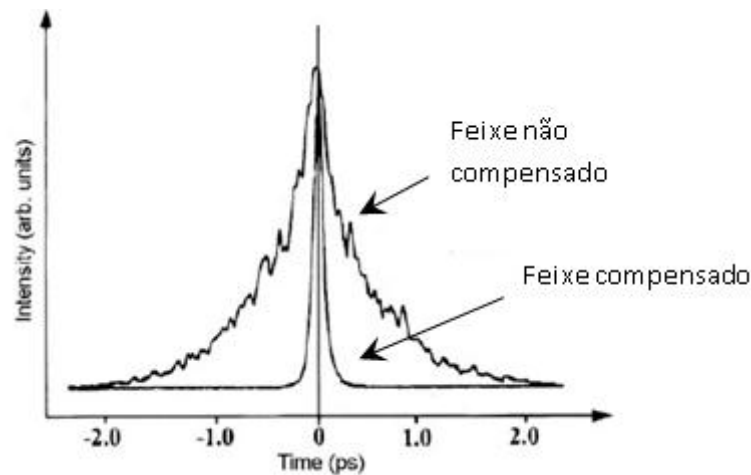


Figura 08- ilustração do efeito da compensação e não compensação da dispersão da velocidade de grupo.

3.2.7 AMPLIFICADOR

Devido à baixa energia dos pulsos de saída do oscilador, um processo de amplificação dos pulsos laser é necessário. O processo de amplificação é baseado no modo Chirped-Pulse Amplification (CPA), que consiste em aumentar da energia de um pulso ultracurto, evitando por sua vez, que altos picos de potência danifiquem dispositivos ópticos utilizados no processo de amplificação. Nesse processo, o pulso sofre um alargamento temporal, passa por um ou mais estágios de amplificação e posteriormente é comprimido, voltando a ter durações de femtossegundos [21].

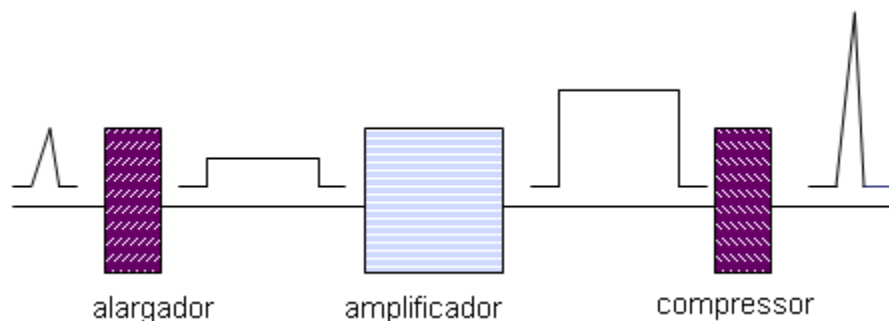


Figura 09- esquema de operação do sistema CPA.

3.2.8 ALARGAMENTO E POSTERIOR COMPRESSÃO DO PULSO

Antes de entrar no processo de amplificação propriamente dito, o pulso ultracurto é alargado temporalmente pela introdução de um chirp em sua frequência, aumentando sua duração por um fator de 10^3 - 10^4 [21]. O alargador (stretcher) consiste em um par de grades de difração no qual o caminho óptico percorrido pela parte vermelha (baixas frequências) do pulso é mais curto que a parte azul (altas frequências). O pulso alongado temporalmente passa então por um ou mais estágios de amplificação e é enviado ao compressor. Como o alargador, o compressor é constituído por um par de grades de difração e sua função, além de comprimir temporalmente o pulso, é compensar a dispersão introduzida não somente pelo alargador, mas também pelo processo de amplificação de energia do pulso.

3.2.9 AMPLIFICAÇÃO REGENERATIVA

O sistema de amplificação utilizado pelo Legend-USPTM é o regenerativo. Neste processo o pulso é colocado em uma cavidade ressonante e passa várias vezes no cristal de Ti:Safira, aumentando sua energia. Primeiramente o meio ganho (cristal de Ti:Safira) é bombeado por um laser; o pulso então é injetado na cavidade ressonante através de uma célula de Pockels. Aplicando-se uma voltagem nesta célula, sua polarização é alterada de forma a “prender” o pulso dentro da cavidade ressonante. O pulso passa então a oscilar na cavidade e é amplificado a altas energias. Uma nova tensão é aplicada na célula de Pockels e o pulso sai da cavidade ressonante em direção ao compressor.

Os pulsos amplificados saem com uma energia da ordem 1mJ e com uma duração temporal de 60 fs.

3.3 RAIOS-X ULTRACURTOS ATRAVÉS DE LASERS ULTRARRÁPIDOS – PUMP AND PROBE

É uma grande vantagem das fontes de raios-X a partir de lasers que a geração de radiação por esse método provém ao mesmo tempo uma fonte absolutamente síncrona de excitação óptica. Portanto, o conceito experimental para experimentos com escala de tempo ultrarrápida – o tão conhecido *pump and probe* (sonda e prova) – que é muito bem estabelecido no domínio da ótica, pode ser diretamente estendido ao regime dos raios-X: um pulso ótico é usado como *pump* para excitar uma amostra, enquanto o raio-X ultracurto serve como *probe* para monitorar a dinâmica transiente induzida pelo *pump*.

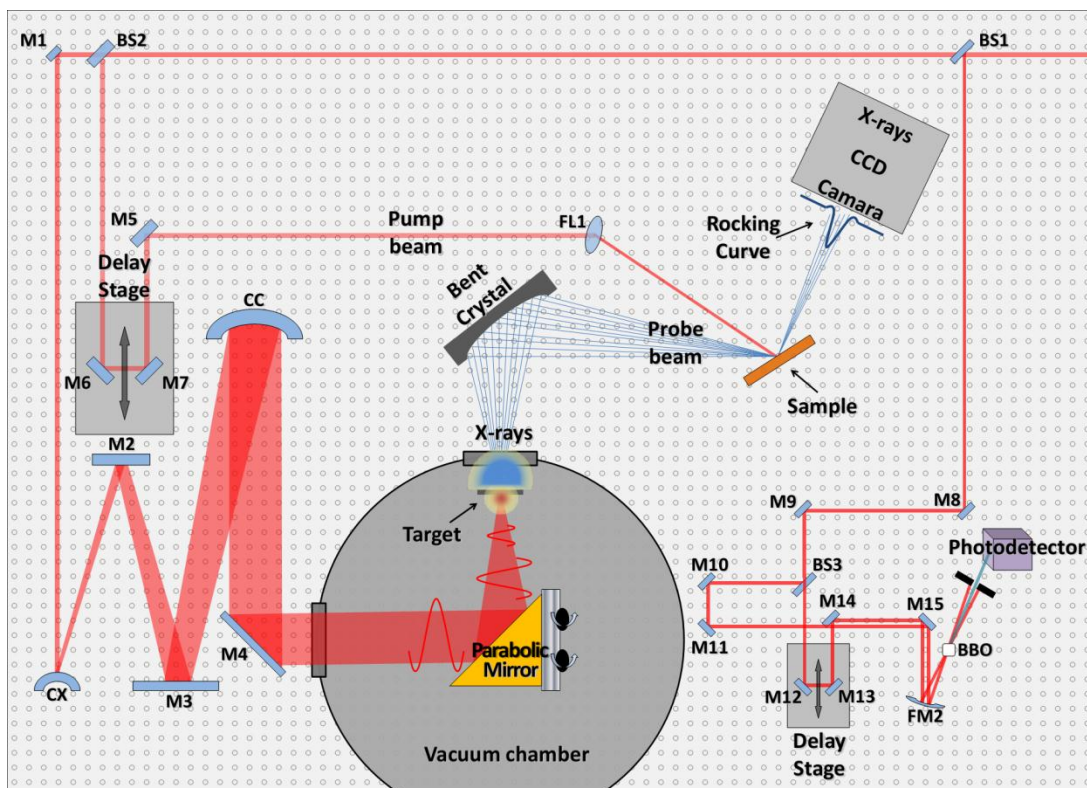


Figura 10- esquema experimental completo para experimentos do tipo *pump and probe*. Na figura podemos contemplar a ótica de ampliação do feixe, ótica de atraso (*delaystage*). Ótica de raios-X, aquisição de dados, amostra (*sample*), laser de bombeio e autocorrelador para medição temporal do pulso de laser.

A radiação K_{α} proveniente do plasma gerado na focalização é emitida de maneira incoerente e em ângulo sólido – como dito anteriormente. A produção eficiente de raios-X requer, portanto, recoleta e focalização dos raios-X sobre a superfície da amostra sob investigação em um ponto menor que a área excitada pelo pump ótico[22].

4 DESCRIÇÃO DAS ATIVIDADES REALIZADAS

É nesse estágio do relatório em que descreverei as atividades práticas performadas ao longo da vigência do projeto. Esse capítulo será dividido em duas grandes frentes: instrumentação da câmara de vácuo e atividades com lasers. Ambas frentes foram desenvolvidas em paralelo e são complementares.

Deve ficar claro que não desenvolvi ambas partes sozinho. Como dito anteriormente, esse trabalho é fruto de mais de três anos de intenso trabalho em grupo (GCARX – Grupo de Cristalografia Aplicada & raios-X). As próximas seções são as que eu trabalhei efetivamente, seja no projeto mecânico, onde trabalhei na sugestão, detalhamento e na especificação de peças e até mesmo criação e prototipagem de algumas peças mecânicas.

A parte ótica foi onde eu trabalhei efetivamente e a qual eu me dediquei quase que exclusivamente. Atuei na elaboração e montagem do sistema de ampliação de feixe, sistema de focalização com o espelho parabólico, ótica para diagnóstico de feixe (observação do foco e autocorrelador).

Uma última parte, a produção de raios-X (com capítulo exclusivo), trabalhei efetivamente também.

É importante frisar que, apesar de eu ter sido formalmente responsável pela parte ótica, os trabalhos desenvolvidos são frutos de extensa colaboração entre os membros do grupo.

4.1 CONSTRUÇÃO DA CÂMARA DE VÁCUO

Os raios-X devem ser gerados em uma câmara de vácuo (10^{-3} mbar) onde o alvo sólido pode ser escolhido adequadamente. Durante o processo de formação dos raios-X cada pulso de laser que incide no alvo deve encontrar uma nova superfície, pois esta se destrói com a alta energia recebida. Isto pode ser realizado movimentando-se o alvo com uma velocidade de 5 mm/s permitindo o uso de um laser pulsado. Também é necessário proteger as janelas ópticas e de raios-X dos debris (ablação de átomos) produzidos pelo laser ao atingir o alvo, utilizando bandas plásticas transparentes em movimento. Para atender tais especificações o seguinte projeto foi concebido e executado na UNICAMP.

4.1.1 IMPLEMENTAÇÃO

Para que possamos construir um sistema estável onde a fonte de plasma-laser funcione de maneira eficiente, uma série de exigências deve ser atendida:

- antes de focalizar o laser com o espelho de ouro, temos que ter um grande diâmetro – assim é garantida a maior eficiência de focalização.
 - o diâmetro do laser será expandido usando um sistema de telescópio, atingindo um diâmetro de 60mm.
- a atmosfera pode espalhar o laser, aumentando assim a profundidade focal – o que o torna ineficiente para produção de raios-X.
 - o espelho de ouro (focalizador) será montado na câmara de vácuo.
- o alvo sólido será destruído após cada pulso de laser, portanto ele deve ser necessariamente renovado a cada novo pulso.
 - o alvo usado era uma fita com um metal leve depositado.
- é esperada ablação do alvo, resultando em debris que quando lançados dentro da câmara podem se depositar no espelho focalizador, reduzindo assim sua eficiência.
 - outro sistema de fitas será usado como um protetor de debris.
- o sistema tem que ser alinhado de maneira refinada enquanto estiver em vácuo.
 - motores de passo foram instalados dentro da câmara para ajustes de posicionamento;
 - passantes elétricos foram desenvolvidos para alimentação elétrica interna da câmara.

4.1.2 DETALHES E ESPECIFICAÇÕES

Seguem agora desenhos computacionais da câmara de vácuo com legendas explicativas de seu funcionamento.

A fonte é composta de três grandes subsistemas:

- Sistema de focalização, com um espelho parabólico off axis de ouro (refletividade 100% para 800nm e distância focal de 150mm) e um motor de passo com resolução de 0,2 μ m. O posicionamento é unidirecional, sua principal função é garantir que o ponto focal coincida com o alvo metálico.
- Alvo, um sistema de fita com 90m de polipropileno com uma camada de 500nm de titânio depositado por sputtering. A fita possui duas orientações de giro (ida e volta). O sistema é posicionado por dois motores de passo com resolução de 0,2 μ m.
- Protetor de debris, um sistema de fita de polipropileno também bi orientado.

Usando um laser com as especificações de 60fs, 1mJ por pulso e 800nm esperamos alcançar as seguintes especificações:

- frequência: a mesma do laser (tunável);
- duração do pulso: alguns femtossegundos;
- profundidade focal: $\sim 8\mu$ m;
- intensidade no alvo: 6.5×10^{16} W/cm²;
- autonomia: 330h
- energia dos raios-X: depende do material metálico do alvo. Existe a possibilidade de usar Fe, Ni e Cu, entre outros. Os testes preliminares têm sido conduzidos com um alvo de Ti, o que nos dá uma energia espectral de 4.509keV[23].
- o sistema é pronto para usar em experimentos de *pump and probe* se o laser usado para produção de raios-X também for usado como *pump*. O alvo pode também ser depositado com mais de um elemento.

A seguir, esquemáticos da câmara de vácuo com montagem óptica e focalização do laser na fita metálica:

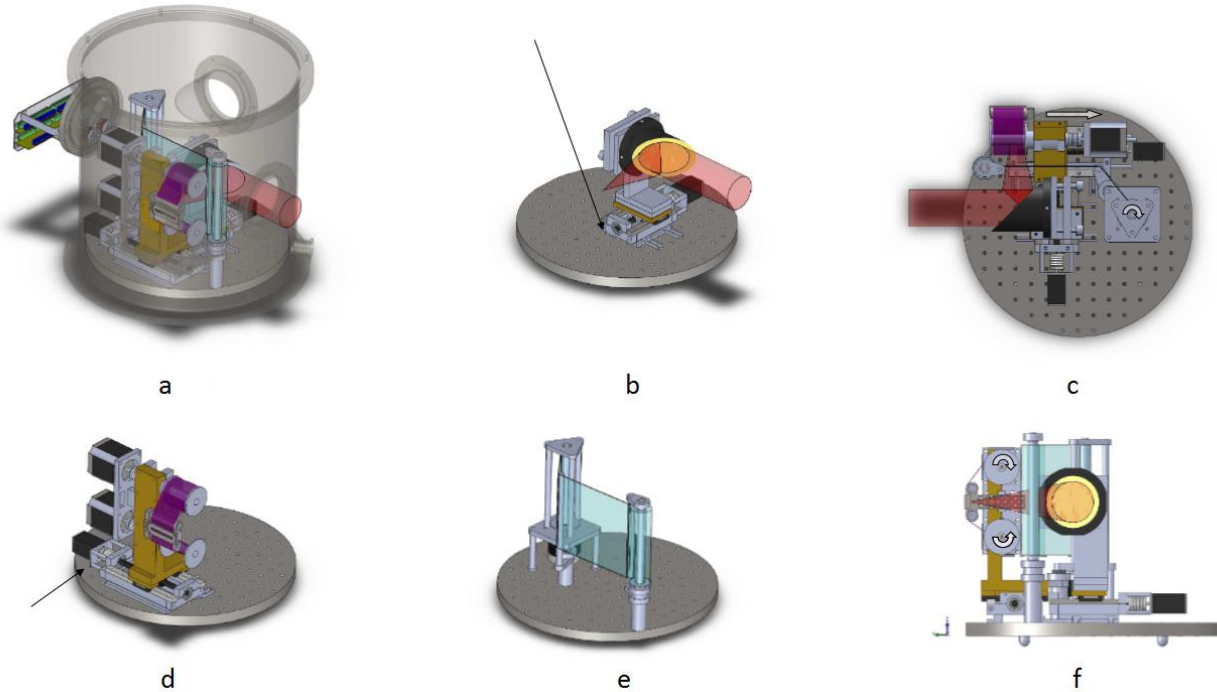


Figura 11- (a) vista da câmara em funcionamento com todos os elementos inseridos nela. (b) sistema focalizador. (c) vista superior da câmara em funcionamento. (d) sistema de posicionamento do alvo metálico (em rosa). (e) protetor de debris (f) vista lateral da câmara

4.2 ATIVIDADES COM LASERS

Outra parte de tamanha importância do projeto e a operação eficiente de lasers pulsados de femtossegundos, uma vez que sem a operação satisfatória do mesmo não há como produzir raios-X.

4.2.1 MONTAGENS PRELIMINARES

Fonte de luz: a única fonte disponível e funcional foi um laser de HeNe de 5mW e ~1 mm de diâmetro. Os experimentos serviram para trabalhar no alinhamento, amostragem de foco e caracterização.

Telescópio secundário: Construímos um telescópio secundário e expandimos o feixe até aproximadamente 7mm. Um diâmetro de 1cm era o objetivo, mas não temos óticas para isso. O feixe de aproximadamente 7 mm foi direcionado ao telescópio principal.

Telescópio principal: construído com os espelhos dielétricos apropriados para 800nm, resultou num feixe de aproximadamente 40mm, sem aberrações, como esperado. O design construído cabe dentro do espaço disponível para futuros trabalhos. A potência caiu 80% por conta da baixa refletância dos dielétricos em 633 nm.

Para obter um feixe colimado com 60mm de diâmetro (assumindo 1cm de diâmetro na entrada), será necessário um espelho colimador com três polegadas de diâmetro, no mínimo. Quanto maior este espelho, mais fácil será livrar-se de aberrações.

Focalização: para direcionar o feixe de 40mm ao espelho parabólico, foi necessário introduzir uma aberração/desvio angular utilizando o espelho colimador do telescópio principal. No design ideal, este problema é facilmente remediado como mencionado acima. Testando o tamanho do foco: utilizou-se um translador/porta-pinhões com sensibilidade de 750 nm nas direções X&Y. Ao longo da direção z, utilizou-se um translador com sensibilidade de um micrometro. Também tenho um translador com sensibilidade de 100 nm que pode ser utilizado se necessário. A medida utilizando o método da faca também está implementada. Pinholes disponíveis: 1, 2, 3, 4, 5, 10, 20, 50, 100 micrometros. Foram realizadas medidas de SEM para caracterizar o pinhole de 2micrometros.

Deteção: testamos um *power meter* e um fotodiodo+osciloscópio. O sinal é fraco demais, na linha do ruído. Obviamente, estes esquemas de deteção servirão ao propósito quando forem utilizados lasers de fs.

Inspeção qualitativa/visual com pinhole de 100 micrometros: Os resultados indicam que o feixe tem diâmetro maior do que 100 micrometros, muito provavelmente devido à (i) qualidade do feixe disponível (HeNe) e (ii) aberração (introduzida devido ao diâmetro do espelho dielétrico colimador, como mencionado acima).

Um telescópio secundário "1:1" foi construído para produzir um feixe de HeNe com ~1mm de diâmetro. Este feixe foi direcionado ao telescópio principal (contendo os espelhos dielétricos) e observou-se que não há aberrações no feixe de saída. Com este design é muito mais fácil alinhar o telescópio principal e, além disto, ajuda a isolar problemas. O telescópio tem um procedimento prático e bastante simples para que seja alinhado fora do eixo ótico sem introduzir aberrações ou erros no alinhamento do feixe de saída, mesmo quando o tamanho do feixe for de ~6cm.

Sobram o espelho parabólico e o esquema de caracterização do feixe. Retirando o espelho parabólico e os espelhos dielétricos, e substituindo-os por lentes para focalização, podemos testar o esquema de caracterização do feixe com pinholes. Foi possível chegar a <20 microns, caracterização realizada com pinhole, fotodiodo e chopper ótico. Teoricamente, o spot-size esperado para o setup construído com lentes é de 3um, mas o menor pinhole que eu estava disponível era de 20 um. Os pinholes do LNLS precisam de um adaptador para inseri-los no porta-pinhole disponível. Este resultado mostra que com a opto-mecânica+detecção disponíveis nós podemos manualmente aperfeiçoar o foco. É claro que também podemos utilizar os transladores com passo sub-micron (1x100 nm e 2x300nm), caso necessário.

4.2.2 CARACTERIZAÇÃO DO FOCO

Esta seção é apenas de fundamentação teórica, mas por estar inserida na parte experimental de maneira tão ampla é necessária uma abordagem junto às atividades práticas.

Para ganhar algum conhecimento sobre o conceito de qualidade de feixe, vamos primeiramente considerar um perfil quase ideal de feixe – o perfil gaussiano – que é um feixe TEM_0 em uma dimensão transversa com perfil para campos no foco (*beam waist*) e distante dados por:

$$u_0(x) = \left(\frac{2}{\pi\omega_0^2}\right)^{\frac{1}{4}} \exp\left[-\frac{x^2}{\omega_0^2}\right] \quad (05) \quad e \quad u(x,z) = \left(\frac{2}{\pi\omega^2(z)}\right)^{\frac{1}{4}} \exp\left[-\frac{x^2}{\omega^2(z)}\right] \quad (06)$$

Temos, então, que a variação do ponto focal gaussiano $\omega(z)$ com a distância é dada por:

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 + \left(\frac{\lambda}{\pi\omega_0^2}\right)^2 (z - z_0)^2 \quad (07)$$

Onde z_0 é a localização do ponto focal. Expresso em termos de largura ω para campos próximos e distantes, o que corresponde a intensidades caindo para e^{-2} do valor original, temos que o produto dos ω de campo próximo por campo distante é dado por:

$$\omega_0 \times \omega(z) = 0,32 \times \lambda z \quad (08)$$

Que nesse caso corresponde à aproximadamente 86% da potência total e um ponto focal circular com perfil gaussiano.

A conclusão geral é que o produto dos ω de campo próximo por campo distante para esse perfil quase ideal é dado pelo produto λz e uma constante que depende de como é definido o perfil do feixe. O tamanho desse fator numérico pode ser entendido como uma medida da qualidade do feixe. [24]

4.2.2.1 DEFININDO A LARGURA ESPACIAL DO FEIXE

A questão central em desenvolver uma maneira significativa de medir a qualidade do feixe para usos rotineiros com lasers reais usados no cotidiano é simples: ‘qual é uma medida significativa, prática e rapidamente aplicável para a largura espacial de um feixe dado seu perfil de intensidade média $I(x, y)$ em um plano qualquer z ?’.

Citando Mike Sasnett: ‘tentar definir uma única largura espacial para um feixe irregular (feixe real) é como tentar medir o diâmetro de uma bola de algodão com um paquímetro.’. Possíveis definições para a largura espacial do feixe foram usadas ao longo dos anos, entre elas:

- Largura (ou meia largura) entre os primeiros zeros de intensidade;
- Variância σ_x do perfil de intensidade em alguma direção transversa à propagação do feixe;
- Largura em $1/e$ ou $1/e^2$ da intensidade máxima;
- O diâmetro D86, contendo 86% da intensidade total do feixe;
- Método da faca com comprimentos entre 10%-90% ou 5%-95% das intensidades integradas;
- Largura de um perfil retangular com mesmo valor de pico e mesma intensidade total;
- Largura do melhor fit computacional de uma gaussiana que se adequa ao perfil medido.

e ainda uma gama enorme de outras definições. [24]

4.2.2.2 O MÉTODO DA FACA

A medição correta da profundidade focal de um laser focalizado é muito importante em várias aplicações. Muitas técnicas foram desenvolvidas para este propósito: técnica de *slitscan* [25-29], técnica do *pinhole*– sobre a qual falaremos na

próxima seção, mas a mais amplamente difundida é a técnica da faca – sendo considerada a técnica padrão para perfis gaussianos de fixos.

A técnica consiste em uma lâmina muito afiada movendo-se perpendicularmente à direção de propagação do laser, assim a energia total transmitida é medida como uma função da posição da lâmina. A figura (12) mostra uma montagem experimental muito típica para tais medições.

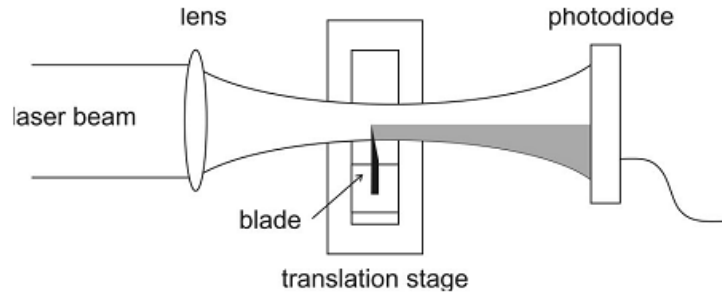


Figura 12- – esquema simplificado para a medição da profundidade focal usando a técnica da faca. A parte hachurada representa a sombra pela obstrução do feixe.

A técnica requer tipicamente uma lâmina de barbear, um estágio de translação com passo micrométrico e um power meter para medir a intensidade energética transmitida.

Em nossa discussão, consideraremos um ponto focal radialmente simétrico e um feixe gaussiano, com intensidade descrita por:

$$I(x, y) = I_0 \exp \left[\frac{-(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{\omega^2} \right] \quad (09)$$

Onde I_0 é o valor de pico da intensidade no centro do feixe, localizado em (x_0, y_0) , e x e y são as coordenadas transversas cartesianas de qualquer ponto no espaço e ω é a profundidade focal, medida na posição onde a intensidade cai para $1/e$ de I_0 .

Com a lâmina inicialmente bloqueando o feixe por completo o micrometro pode ser ajustado. A potência transmitida normalizada pode ser dada por:

$$P_N = \frac{\int_{-\infty}^x \int_{-\infty}^{+\infty} I(x', y) dy dx'}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x', y) dy dx'} \quad (10)$$

integrando, temos:

$$P_N(x) = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x - x_0}{\omega} \right) \right] \quad (11)$$

Onde erf representa a função erro – que por sua vez não é analítica. Não é prático trabalhar com eq. 11, seguindo a sugestão de Khosrofian e Garetz [26], substituiremos $P_N(x)$ por uma função analítica, que aproximadamente a representa, para trabalhar os dados experimentais. Essa função - $f(s)$ - é dada por:

$$f(s) = \frac{1}{1 + \exp[p(s)]} \quad (12)$$

onde

$$p(s) = \sum_{i=0}^m a_i s^i \quad (13)$$

$$s = \frac{\sqrt{2}(x - x_0)}{\omega} \quad (14)$$

Por motivos de praticidade, o polinômio $p(s)$ é truncado na terceira ordem e considerando que os termos de ordem par convergem para zero [27], temos:

$$a_1 = -1,597106847 \quad a_3 = -7,0924013 \times 10^{-2}$$

$$f(s) = \frac{1}{1 + \exp[a_1 s + a_3 s^3]} \quad (15)$$

Com esse tratamento, temos os resultados gráficos:

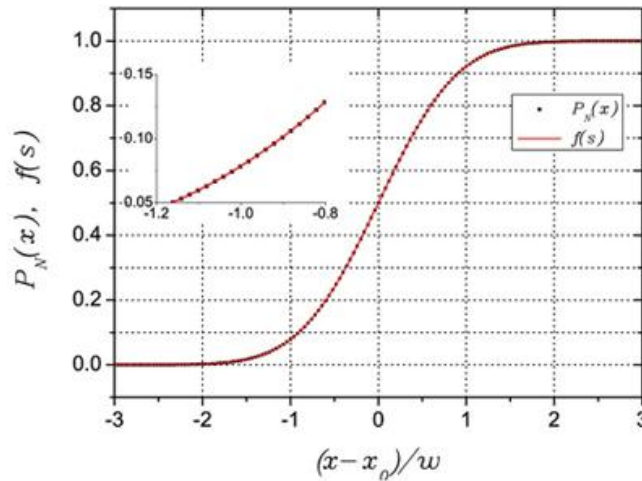


Figura 13- plotagem dos dados obtidos com ambas equações (11) e (15)

4.2.2.3 MÉTODO DO PINHOLE

As dificuldades em se obter medidas para profundidades focais quando seu tamanho é muito reduzido ($\sim 10^2 \mu\text{m}$ de diâmetro) são relativamente grandes. Apesar da vasta gama de métodos, muitos falham em dar uma resposta acertada para tal problema. O método do pinhole parece ser muito adequado para tais casos e pode ser usado para contrastar com os dados obtidos pelo método da faca.

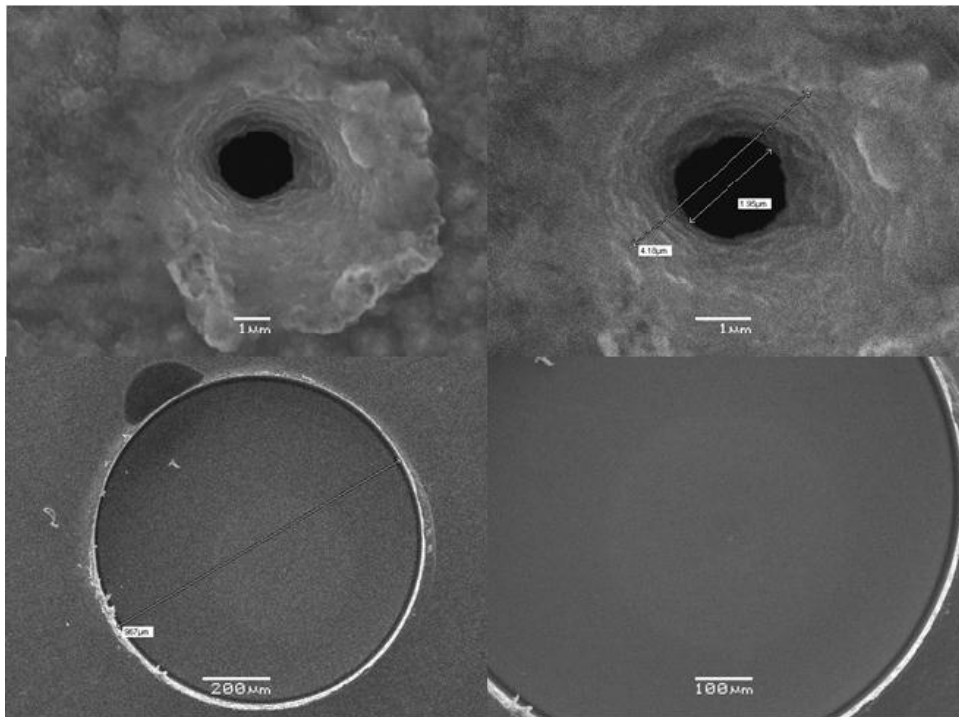


Figura 14- medidas SEM no pinhole de 2um feitas por Daniel Hase, ElectronMicroscopyFacility – UNICAMP

O método simplesmente consiste passar o feixe focalizado por pinholes de diferentes tamanhos (um de cada vez) e monitorar a radiação transmitida – se esta for menor que a radiação total, então o pinhole é menor que a profundidade focal. Este método, porém exige que os pinholes estejam exatamente concêntricos com o feixe.

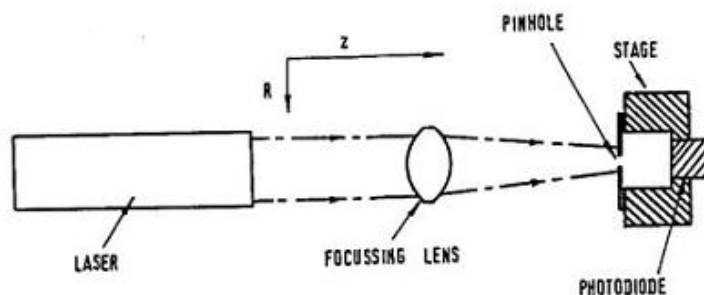


Figura 15- esquema experimental para o método do pinhole.

4.2.2.4 O MÉTODO DA WEBCAM

4.2.2.4.1 INTRODUÇÃO A CÂMERA DIGITAL SIMPLES

Antes de passar para a parte experimental propriamente dita, cabe uma pequena introdução teórica sobre câmeras digitais.

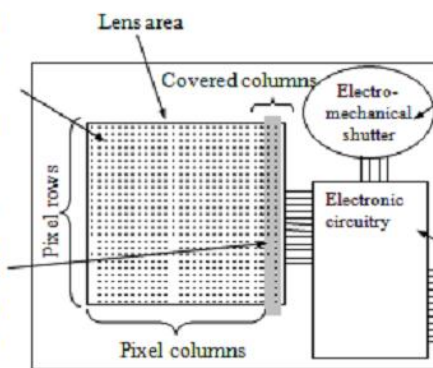
A câmera apresenta duas tarefas chaves: processamento de imagens e armazenamento na memória – composto por captura da imagem, conversão para o formato digital através do dispositivo *charge-coupled device* (CCD) e finalmente compressão e armazenamento da imagem na memória interna – e transferência de imagens para o computador, quando a câmera é conectada e um software especial comanda a transferência das imagens da câmera. [30]

CCD é um sensor para captação de imagens formado por um circuito integrado contendo uma matriz de capacitores interconectados. Sob o controle de um circuito externo, cada capacitor pode transferir sua carga elétrica para outro capacitor vizinho. Os CCDs são usados em fotografia digital, fotometria, óptica e espectroscopia UV e técnicas de alta velocidade.

A capacidade de resolução ou detalhe da imagem depende do número de células fotoelétricas do CCD, este número está associado ao número de *pixels*. [31]

Quando exposto à luz, cada célula é carregada eletricamente. Esta carga pode ser convertida em um valor em 8-bits onde 0 representa exposição nula à luz e 255 representa exposição máxima à luz.

Algumas das colunas são cobertas com uma fina camada de tinta preta. A intensidade da luz nesses *pixels* é utilizada para ajustar o "ponto zero" das células.



O dispositivo de disparo eletromecânico da câmera é ativado com o objetivo de expor as células à luz por um curto intervalo de tempo.

O sistema elétrico, quando ativado, descarrega as células, ativa o dispositivo de disparo eletromecânico e lê os valores em 8-bits correspondentes às cargas de cada célula. Esses valores podem ser transferidos do CCD através de uma lógica externa utilizando uma interface padrão de barramento paralelo.

Figura 16- representação esquemática de um CCD com explicação dos principais pontos. [31]

4.2.2.4.2 CARACTERIZAÇÃO DO PIXEL DE UMA WEBCAM

A primeira abordagem foi feita com uma câmera comum de segurança. O primeiro cuidado tomado com ela foi o de desmontar toda sua carcaça para tirar o conjunto de lentes, que poderiam interferir na formação de imagens úteis ao trabalho proposto, dessa maneira, o feixe incide diretamente na CCD, formando imagens sem quase sem deformação.

Para poder calibrar os pixels da câmera era preciso que primeiramente, uma imagem de um objeto bem conhecido e comportado fosse projetada na câmera. O objeto foi projetado sobre a câmera com o auxílio de um *laser* (a cor do *laser* não influencia o experimento). A importância em saber as dimensões do objeto reside no fato que uma comparação seria feita a posteriormente entre o tamanho do objeto e quantos *pixels* ele iluminaria, podendo assim ter uma medida aproximada do tamanho de um único *pixel*. A equação 16 ilustra essa relação:

$$\frac{\text{tamanho do objeto em [m]}}{\text{tamanho de um único pixel em [m]}} = \frac{\text{número de pixels iluminados}}{\text{um único pixel}} \quad (16)$$

4.2.2.4.3 CARACTERIZAÇÃO DO PIXEL DE UMA WEBCAM – USANDO UM MICROSCÓPIO

Medidas iniciais da CCD foram feitas com o uso de um microscópio – assim foi estimado o tamanho físico do pixel da CCD (algo em torno de $11\mu\text{m}$). Usamos três cores para fazer a imagem por reflexão, o padrão RGB. No caso da câmera de segurança (fig.16) – câmera que registra apenas em escala de cinza, não fez diferença o imageamento (haja visto a sobreposição de imagens). Uma CCD de webcam, por sua vez, registra as imagens de forma colorida, tem os pixels menores, mas para nosso caso (NIR), pode ser que nem todos eles sejam usados, resultando em um espaçamento muito grande entre os pixels (cada pixel tem em torno de $5\mu\text{m}$).

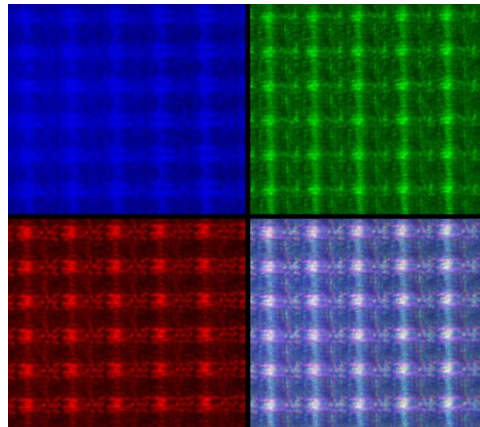


Figura 17- imagens da câmera de segurança (imagem inferior direita representa a soma das imagens azul, verde e vermelha)

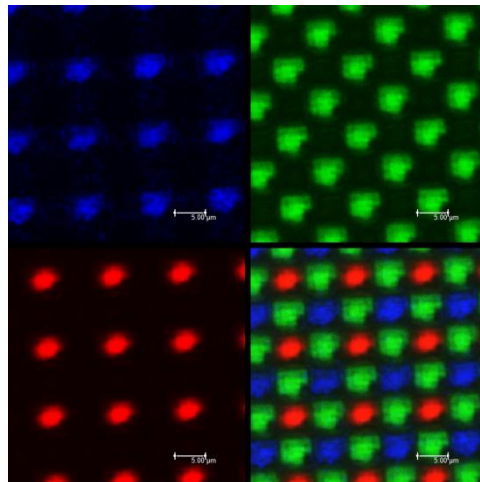


Figura 18- imagem da câmera colorida de computador (webcam comum)

Seguem abaixo fotos da montagem experimental feita no laboratório de Microscopia no Instituto de Química. A câmera foi montada em um microscópio e teve seus sensores iluminados por um laser acoplado ao próprio microscópio.

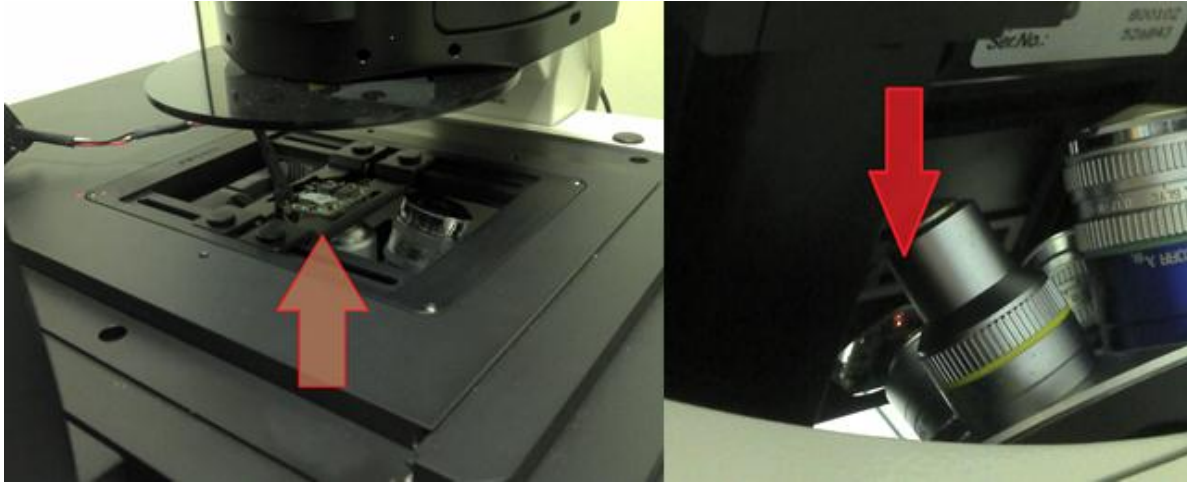


Figura 19- montagem experimental para determinação do tamanho do pixel de uma webcam.

4.2.2.4.3 CARACTERIZAÇÃO DO PIXEL DE UMA WEBCAM IN SITU

Após a caracterização utilizamos a montagem para incidir um laser de tamanho conhecido e observar formação de imagem e calcular o tamanho efetivo do pixel. A montagem também pode ser usada para dar ajuste fino na focalização do laser, uma vez que podemos ver ao vivo as mudanças no perfil do laser (usamos essa característica para focalizar o laser na CCD).

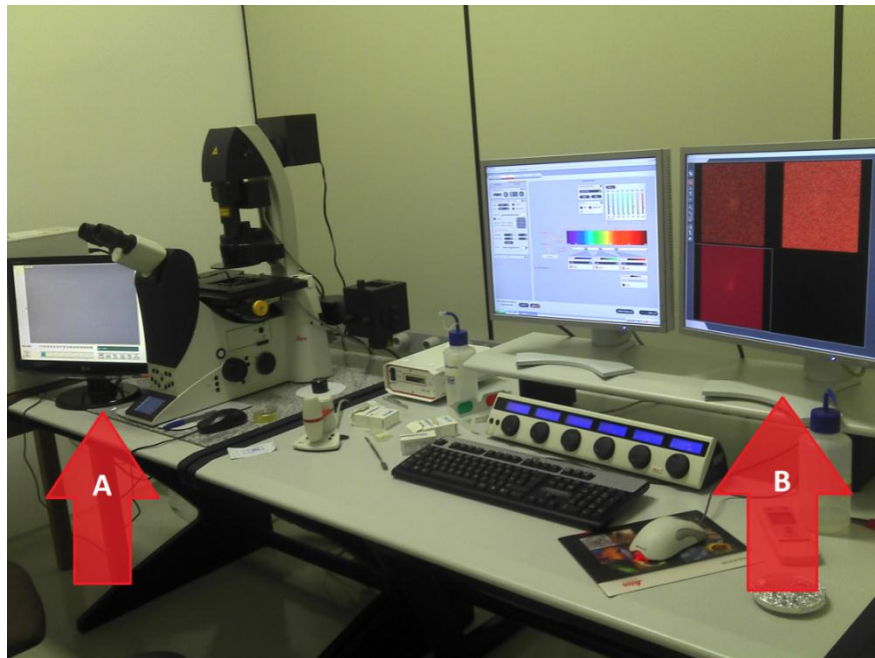


Figura 20- em A temos a imagem formada pela câmera de segurança e em B temos as imagens do microscópio – é possível ver também o seletor de cor do laser na tela ao lado de B.

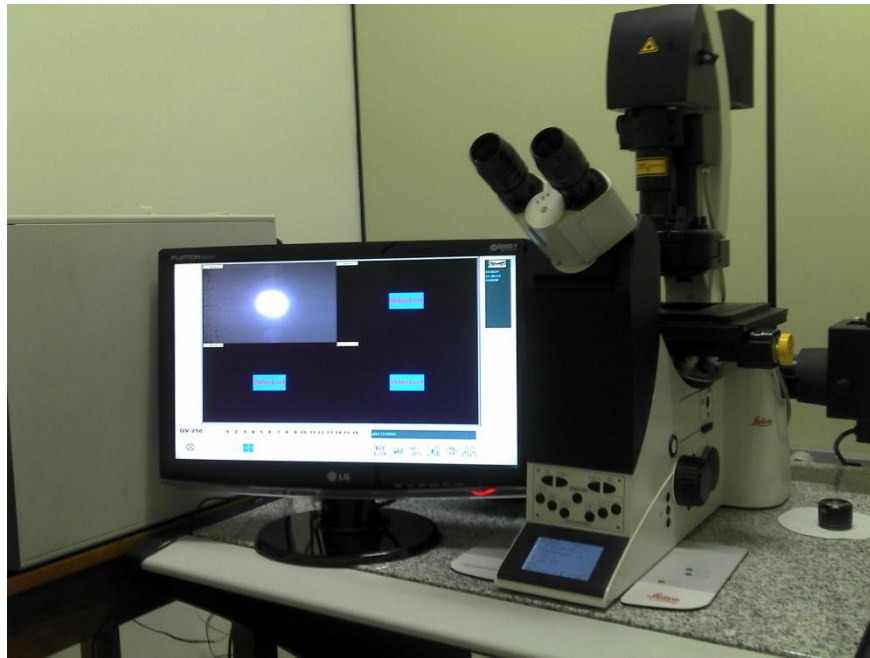


Figura 21- imagem obtida pela câmera com o laser incidindo diretamente em sua CCD.

Com essa montagem usamos cinco tamanhos de laser para fazer uma varredura (tamanho horizontal do feixe) na CCD de $310\ \mu\text{m}$ até perdermos a resolução ($31\ \mu\text{m}$). Esses perfis nos deram condições de calcular o tamanho efetivo dos pixels da webcam. Como discutido anteriormente, saber o tamanho do pixel é crucial para estimar o tamanho do ponto focal. Seguem agora os dados coletados.

Varredura de $310\ \mu\text{m}$



Figura 21- imagem obtida pela câmera com o laser incidindo diretamente em sua CCD de acordo com as montagens anteriormente descritas.

Perfil de escala de cinza plotado em função do número de pixels de uma secção linear da imagem anterior:

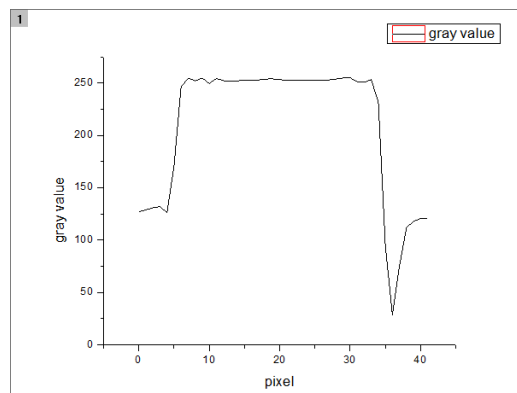


Figura 22- perfil de escala de cinza plotado em função do número de pixels de uma secção linear da imagem anterior

O número de pixels iluminados é de 28 pixels, usando a equação 16, temos o tamanho de 11µm para cada pixel.

Varredura de 103.33µm



Figura 23- imagem obtida pela câmera com o laser incidindo diretamente em sua CCD de acordo com as montagens anteriormente descritas.

Perfil de escala de cinza plotado em função do número de pixels de uma secção linear da imagem anterior:

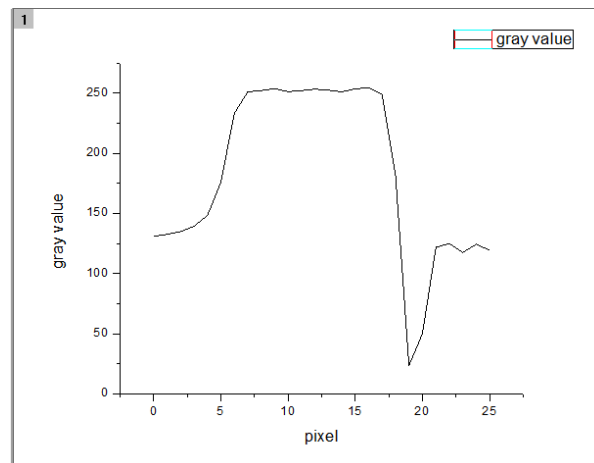


Figura 24- perfil de escala de cinza plotado em função do número de pixels de uma secção linear da imagem anterior.

O número de pixels iluminados é de 10 pixels, usando a equação 16, temos o tamanho de 10µm para cada pixel.

Varredura de 31 μ m



Figura 25- imagem obtida pela câmara com o laser incidindo diretamente em sua CCD de acordo com as montagens anteriormente descritas.

Perfil de escala de cinza plotado em função do número de pixels de uma secção linear da imagem anterior:

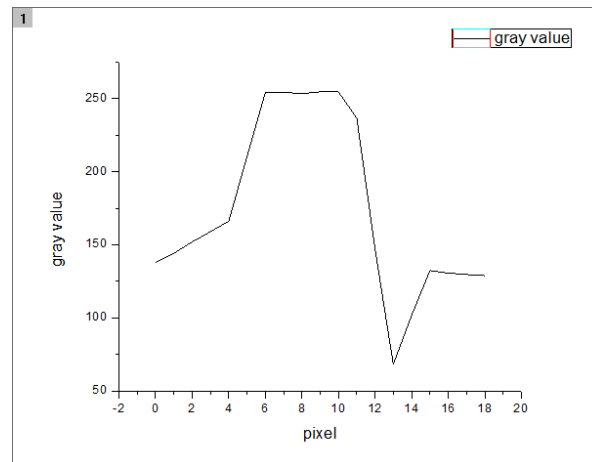


Figura 26- perfil de escala de cinza plotado em função do número de pixels de uma secção linear da imagem anterior.

O número de pixels iluminados é de 6 pixels, usando a equação 16, temos o tamanho de 6.2 μ m para cada pixel.

Repare que já com 31 μ m perdemos resolução. A partir daqui, os valores de tamanho de pixel não devem ser levados a sério e são somente apresentados com função meramente comparatória.

4.2.3 CONCLUSÕES

1) Independentemente de análise de dados, o método da webcam fornece informações, em tempo real, a respeito do menor foco que se pode obter 'on site'. Esta informação é qualitativa.

2) É possível obter informações quantitativas, desde que façamos uma calibração da objetiva. Se o fator de aumento for 100 vezes, então um foco de 10 μ m é resolvido com a câmara. Com esta configuração, acho que é possível resolver imagens de 50 μ m, ou seja, foco de 500 nm magnificado 100 x;

3) O método da faca ('knife-edge'), também pode ser utilizado para medir tamanho do foco 'on site'. É uma medida independente da medida com a CCD. Isto poderia ser feito antes de inserir o parabólico na câmara de vácuo. A análise de dados ainda está pendente, mas mostra-se factível de ser usada.

5PRODUÇÃO DE PULSOS DE RAIOS-X ULTRACURTOS

Usando um setup de laser como o mostrado na figura 04, iniciamos os primeiros testes de produção de raios-X no Depto. de Eletrônica Quântica. O Setup usado tem os seguintes parâmetros:

- Taxa de repetição: 1KHz
- Energia por pulso: 0,77mJ
- Duração do pulso de raios-x: 64fs
- Comprimento de onda: 800nm

Considerando que temos como medir a energia por pulso, sabemos a duração do pulso do laser, a intensidade no alvo pode ser calculada como se segue:

$$I = \frac{E}{\pi\omega_0^2\tau} \quad \omega_0 = \frac{\lambda f}{\pi W} \quad (16)$$

Onde I é a intensidade da luz no ponto focal, ω_0 é a profundidade focal de um feixe gaussiano, W é o tamanho inicial do feixe.

Temos para um foco ideal ($1,50\mu\text{m}$):

- $1,7 \times \frac{10^{17}W}{\text{cm}^2}$

Para um foco medido por método da faca ($8\mu\text{m}$):

- $6,0 \times \frac{10^{15}W}{\text{cm}^2}$

Seguem agora os primeiros espectros de raios-X obtidos pelo LCARX no período de dezembro de 2011 até fevereiro de 2012. As imagens foram obtidas com um detector AMPTEK, cuja curva de rendimento está exposta nos anexos.

Espectros obtidos em dezembro de 2011 com detector Amptek.

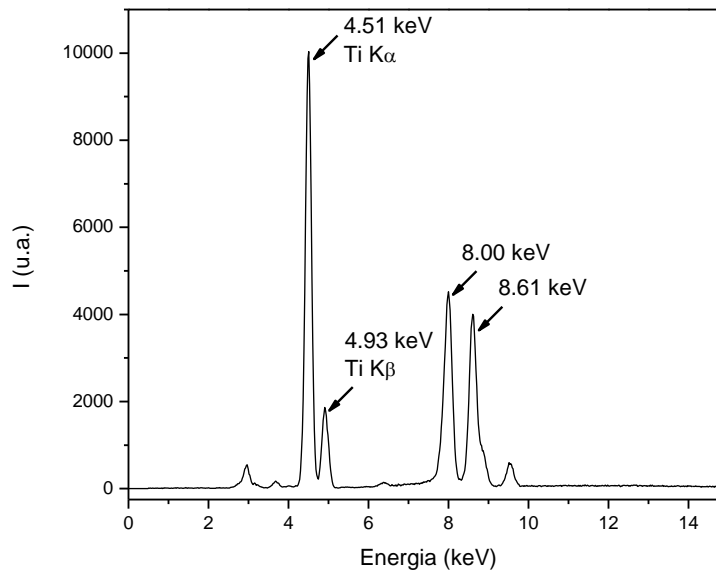


Figura 27- como a fita de polipropileno com deposição de titânio não produziu raio-X por ser muito fina esta foi trocada por uma amostra de Ti bulk.

Espectros 31/01/2012

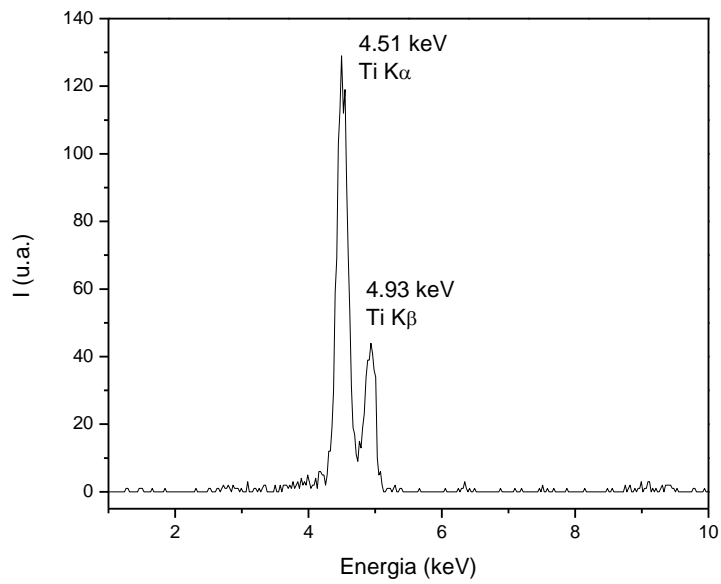


Figura 28- Alvo: fita de Ti μm fornecida pela Sandinox.

Espectros 02/02/2012

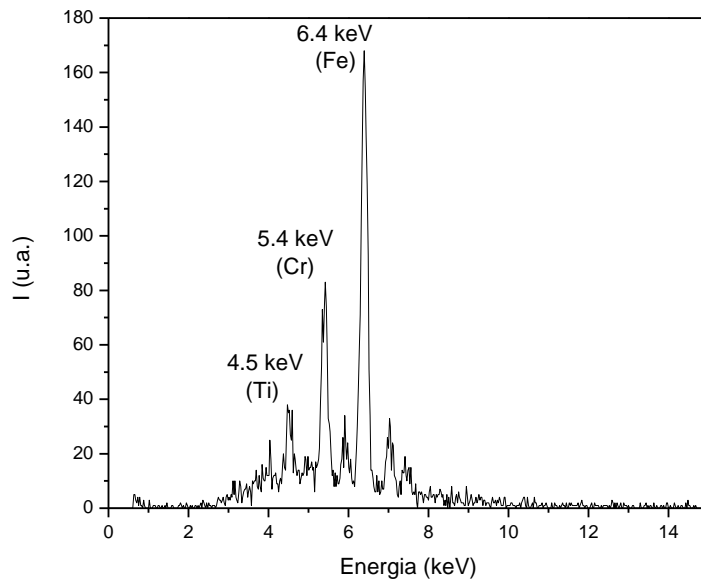


Figura 29- alvo: fita de Ti 100 μm e fita de uma liga metálica.

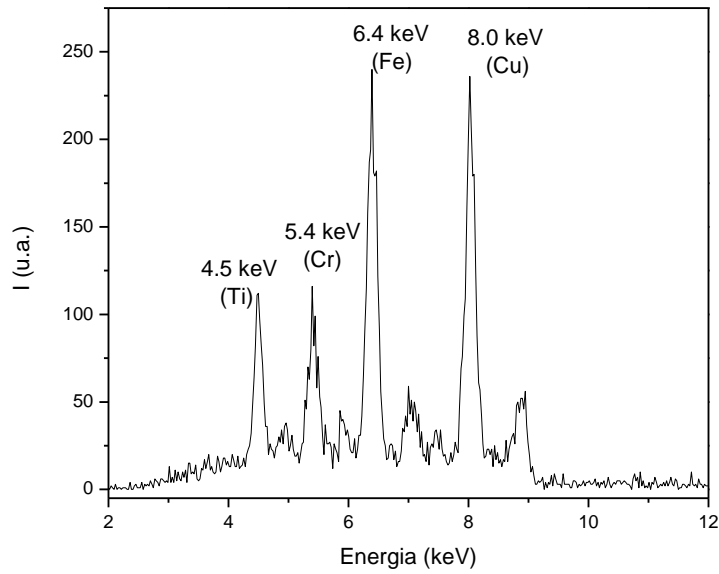


Figura 30- alvo: fita de Ti 100 μ m, fita de liga metálica e fita de cobre.

Separação temporal entre os pulsos de raios X obtido com um fotodiodo e osciloscópio.

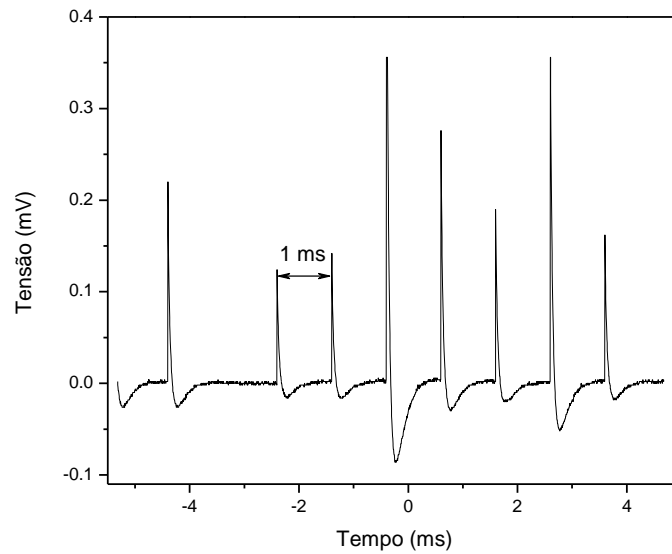


Figura 31- separação temporal entre os pulsos de raios X obtido com um fotodiodo e osciloscópio

Comentários sobre os espectros aqui mostrados

Os espectros de fluorescência acima apresentados são muito promissores e mostram indubitavelmente a capacidade de produção de pulsos de raios-X a partir de lasers amplificados de femtossegundos. Esperamos em breve poder otimizar nossa fonte de raios-X e usá-la para uma gama enorme de experimentos resolvidos no tempo, sendo assim, pretendemos iniciar um grupo de estudos ultrarrápidos aqui na UNICAMP, um grupo interdisciplinar para dar início à esses estudos ultrarrápidos.

6. BIBLIOGRAFIA & REFERÊNCIAS

- [01] T. Katsouleas, Nature 431 (2004) 515; C. G. R. Geddes et al. Nature 431 (2004) 538; S. P. D. Mangles et al. Nature 431 (2004) 535; J. Faure et al. Nature 431 (2004) 541.
- [02] M. Lewenstein et al., Phys.Rev. A 49, 2117-2132 (1994).
- [03] S. Kazamias et al. Phys.Rev. Lett.90, 193901 (2003).
- [04] C. Rischel et al. Nature 390, 490 (1997); A. Rousse et al. Phys.Rev. E50, 2200 (1994).
- [05] A.H. Zewail, in Les Prix Nobel (Almqvist & Wiksell. Stockholm, 1999), pp. 110-203.
- [06] C.Giles et al., J. Synchrotron Rad. 10 (2003) 421-423.
- [07] M. G. Hönnicke, G. Kellerman, H. S. Rocha, C. Giles, G. Tirao, I. Mazzaro, R. T. Lopes, C. Cusatis, Rev. Sci. Instrum. 76(9) (2005).
- [08] C. Giles, J. R. L. Mardegan, Projeto FAPESP 2007/ 02349-0.
- [09] Elements of X-ray Diffraction – B Cullity – Addison-Wesley Publishing Company (1956);
- [10] X-ray Imaging Physics for Nuclear Medicine Technologists. Part 01: Principles of X-Ray Production, J. Anthony Seibert
- [11] Nobel Prize - The Nobel Prize in Physics 1981
<http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1981/siegbahn-lecture.html#> 02.08.2011
- [12] Efficient K- α source from femtosecond laser-produced plasmas, A. Rousse et al, Phys. Rev. E 50, 2200, (1994).
- [13] A Century of Nature: Twenty-One Discoveries that Changed Science and the World – C Townes – University of Chicago Press (2003);
- [14] Ultrashort Laser Pulses - C Antocini;
- [15] Moulton, P.F.; *Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃*, J. Opt. Soc. Am. B 3 (1986).
- [16] Encyclopedia of Laser Physics - Titanium-sapphire Lasers
<http://www.rp-photonics.com/titanium_sapphire_lasers.html> 01.06.2012
- [17] Encyclopedia of Laser Physics – Saturation Power
<http://www.rp-photonics.com/saturation_power.html> 01.06.2012
- [18] C. Rullière, Femtosecond Laser Pulses, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1998.
- [19] C. H. B. Cruz e H. L. Fragnito, Fenômenos Ultrarápidos: Geração de Pulsos Lasers Ultracurtos e suas Aplicações, VII Escola J. André Swieca de Ótica Quântica e Não-Linear - Recife, Fevereiro de 2000.
- [20] Coherent Manuals
<<http://www.coherent.com>> 01.06.2012
- [21] S. Backus, C. G. Durfee III, M. Murnane, H. C. Kapteyn, Rev. Sci. Instrum. 69(3) (1998).
- [22] Ultrafast time-resolved X-ray diffraction - K. Sokolowski-Tinten et al
- [23] X-Ray Data Booklet - Lawrence Berkeley National Lab. – outubro de 2009
- [24] How to (Maybe) Measure Laser Beam Quality – A. Siegman – OSA TOPS volume (1998)
- [25] Measurement of Gaussian laser beam radius using the knife-edge technique: improvement on data analysis – M. Araújo et al, Applied Optics, Vol. 48, Issue 2, pp. 393-396 (2009)
- [26] Measurement of Gaussian laser beam diameter through the direct inversion of the knife-edge data – Khosrofiyan et al, Applied Optics, Vol 22, Issue 21, pp. 3406-3410 (1983)
- [27] Laser beam distribution in the focal region – P. Shayler, Applied Optics, vol. 17, Sept. 1, 1978, p. 2673, 2674.
- [28] Measurement of Gaussian beam parameters - R. L. McCally, Appl. Opt. 23, 2227 (1984)
- [29] Beam waist and M2 measurement using a finite slit - P. B. Chapple, pt. Eng. 33 2461–2466 (1994)
- [30] Embedded System Design: A unified hardware/software introduction – F Vahid e T Givargis - John Wiley & Sons (2002);
- [31] Notas de Aula de EA078 – Capítulo 7, 1º semestre de 2010 – Alice M. Tokarnia

7. PERSPECTIVAS DE CONTINUIDADE

Agora que a produção de raios-X foi verificada, temos que trabalhar na sua caracterização: medir sua fluência, medir sua duração temporal e outros parâmetros para sua caracterização total da fonte.

Em breve, iniciaremos os primeiros experimentos com a fonte de raios-X, tentando usar a fonte como uma fonte micro-foco para experimentos de contraste de fase. Há perspectivas de usar a câmara para experimentos do tipo ‘pumpandprobe’, caso verifiquemos haver energia o suficiente no laser usado. Com um alvo metálico composto de Cu, Ni, Co e Fe esperamos poder fazer também EXAFS resolvido no tempo.

8. ATIVIDADES DE INTERESSE

Durante a vigência do projeto muito foi feito para sua divulgação - desde a participação em eventos científicos até aulas de graduação. De maneira cronológica elenco alguns eventos em que de alguma maneira o projeto foi exposto:

- XI Encontro de Jovens Pesquisadores – IFGW – UNICAMP (seção oral)
- XXXIV ENFMC - Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada;
- X Encontro de Jovens Pesquisadores – IFGW – UNICAMP (pôster);
- Aula de Física Moderna para Engenharia Elétrica (seção oral para alunos da disciplina – ministrei palestra como palestrante convidado);
- LCARX Workshop (seção oral) – o workshop foi organizado para mostrar as atividades do Laboratório de Cristalografia Aplicada e Raios-X ao Sr. Christian Vettier - SeniorAdvisor to the ESS - e coordenador de projetos no ESRF.

O projeto ainda encontra-se inscrito nos seguintes eventos: ‘3º Encontro sobre Estruturas Auto-Organizadas em Soluções e Interfaces’ sob o formato de pôster e no ‘XXXV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada’ sob a forma de seção oral.

9. APOIO

Este projeto de iniciação científica contou com o apoio das agências de fomento CNPq – Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico – e FAPESP – Fundação de Amparo a Pesquisa do Estado de São Paulo

10. AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer primeiramente ao meu orientador, Carlos Giles – quem tem me orientado há mais de três anos. Ao professor; Rene Nome – Depto. de Físico-Química – UNICAMP, quem me treinou em ótica. Finalmente, ao grupo de trabalho do Laboratório de Cristalografia Aplicada e Raios-X que me deu suporte ao longo do meu trabalho.

Agradeço também à minha família, meus colegas da ‘República BeijosMeLiga’, com quem morei muitos anos e aos colegas da ‘Casa Amarela’, onde moro atualmente.

11. ANEXOS

11.1 Tabela: Energia das linhas de emissão de Raios-X

Table 1. Energies of x-ray emission lines

Element	$K\alpha_1$	$K\alpha_2$	$K\beta_1$	$L\alpha_1$	$L\alpha_2$	$L\beta_1$
22 Ti	4,510.84	4,504.86	4,931.81	452.2	452.2	458.4
24 Cr	5,414.72	5,405.509	5,946.71	572.8	572.8	582.8
26 Fe	6,403.84	6,390.84	7,057.98	705.0	705.0	718.5
29 Cu	8,047.78	8,027.83	8,905.29	929.7	929.7	949.8

11.2 Microscopia das lâminas usadas para o método da faca

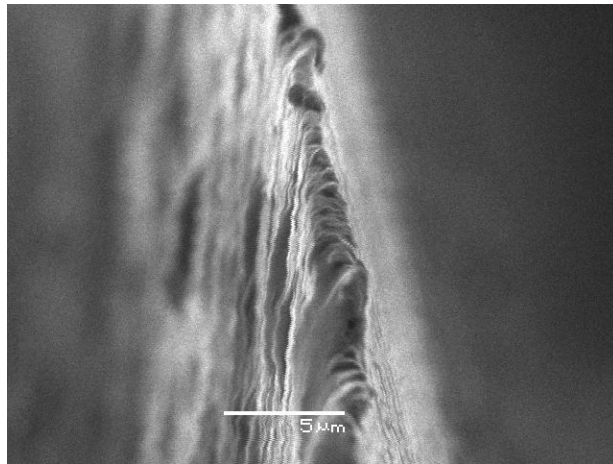


Figura 32- microscopia da lamina usada no método da faca.

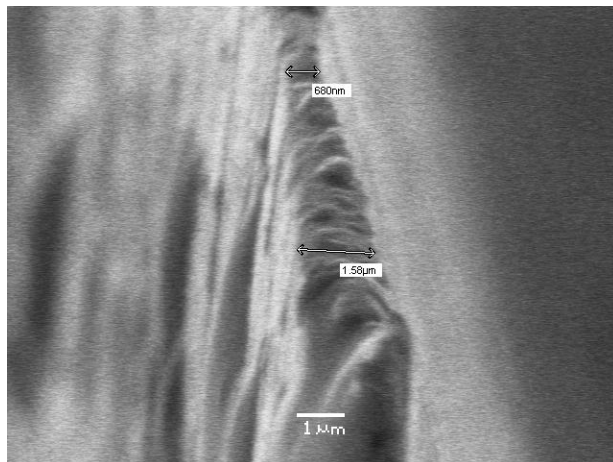


Figura 33- microscopia da lamina usada no método da faca.

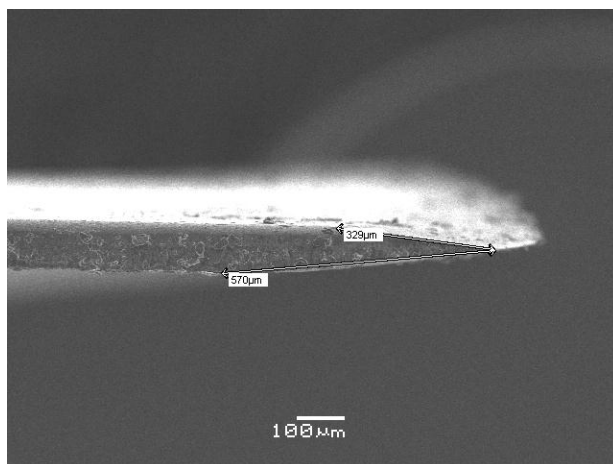


Figura 34- microscopia da lamina usada no método da faca.

11.3 Eficiência do detector AMPTEK de raios-X

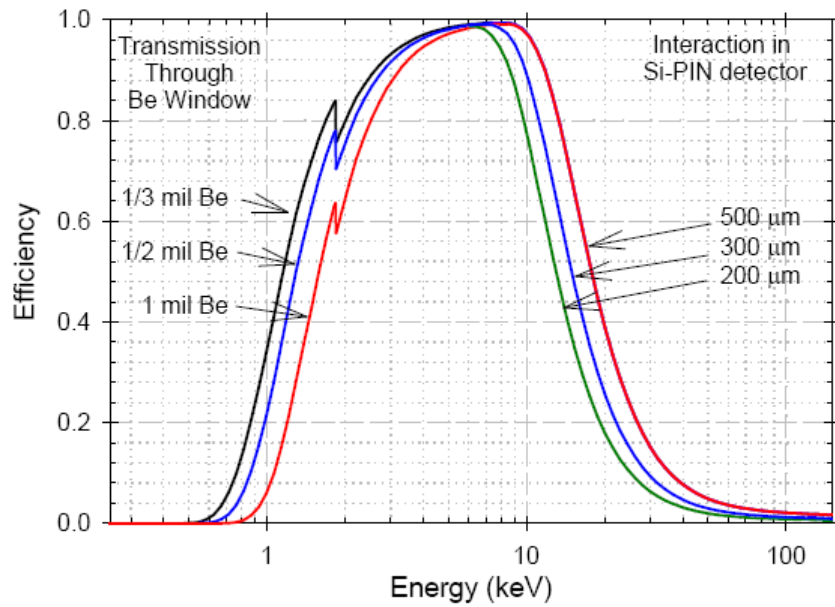


Figura 35- a figura acima mostra a eficiência de detecção do detector XR-100CR. Essa eficiência corresponde à probabilidade de que um raio-X entrará na frente do detector e depositará toda sua energia via efeito fotoelétrico dentro do detector.

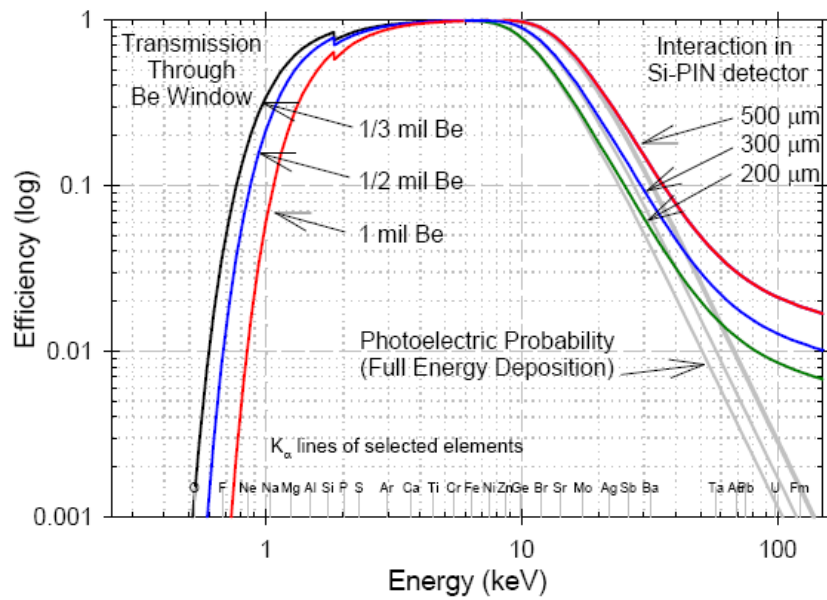


Figura 36- a figura acima mostra a eficiência de detecção do detector XR-100CR. Essa eficiência corresponde à probabilidade de que um raio-X entrará na frente do detector e depositará toda sua energia via efeito fotoelétrico dentro do detector.

Palavras do Orientador:

Prezado Rafael,

Segue a apreciação sobre o teu relatório da disciplina F-590:

O relatório descreve de forma clara e interessante o trabalho realizado pelo aluno Rafael Celestre sobre o projeto de produção de pulsos de raios X ultracurtos utilizando um laser amplificado de femtossegundo. Este projeto, envolveu o trabalho de várias pessoas principalmente na concepção e construção da instrumentação utilizada (câmara de vácuo para a fonte de raios X), mas ele tem uma contribuição do aluno Rafael Celestre que se envolveu principalmente com a caracterização do laser amplificado de raios X focalizado que é parte essencial do sucesso deste projeto e que está bem descrito no relatório. O projeto culminou com o sucesso de produzir pulsos de raios X com largura temporal sub-picossegundo de raios características de metais como o Ti, Fe e Cu. Este trabalho portanto marca uma etapa importante de um grande esforço de implementar pesquisa científica na área do estudo de fenômenos ultrarrápidos (na escala de alguns picossegundos) com raios X abrindo o caminho para experimentos em difração de raios X resolvidos no tempo.

Por todos estes motivos considero que o trabalho do aluno Rafael Celestre foi muito bom e teve um papel muito importante no desenvolvimento deste projeto tendo realizado um ótimo projeto de iniciação científica.

*Abraços,
Giles*

O presente projeto será apresentado em forma oral ao dia 13 de junho de 2012, às 16h.