



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA  
INGENIERÍA ELÉCTRICA - INSTRUMENTACIÓN

GENERACIÓN DE RAYOS-X POR LA TÉCNICA DE PLASMA  
IMPULSADO POR LÁSER (LDPA)

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
MAESTRO EN INGENIERÍA

P R E S E N T A :

FÍS. OLLIN OPUCHTLI CACHEUX LUNA

TUTOR

DR. JESÚS GARDUÑO MEJÍA

INSTITUTO DE CIENCIAS APLICADAS Y TECNOLOGÍA  
MÉXICO, CD.MX., OCTUBRE 2023



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

**JURADO ASIGNADO:**

Presidente: Dr. Qureshi Naser

Secretario: Dra. Sánchez Aké Citlali

Vocal: Dr. Garduño Mejía Jesús

1<sup>er.</sup> Suplente: Dr. Ruiz Méndez Camilo

2<sup>d o.</sup> Suplente: Dr. Cruz Ramírez Héctor

Lugar donde se realizó la tesis: Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología

**TUTOR DE TESIS:**

**Dr. Jesús Garduño Mejía**



-----  
**FIRMA**

## Hoja de datos del jurado

1. Datos del alumno  
Cacheux  
Luna  
Ollin Opuchtli  
55 6695 5073  
Universidad Nacional Autónoma de México  
Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología  
Posgrado en Ingeniería Eléctrica  
310017929
  
2. Datos del tutor  
Dr.  
Jesús  
Garduño  
Mejía
  
3. Datos del sinodal 1  
Dr.  
Camilo  
Ruiz  
Méndez
  
4. Datos del sinodal 2  
Dr.  
Naser  
Qureshi
  
5. Datos del sinodal 3  
Dra.  
Citlali  
Sánchez-Aké
  
6. Datos del sinodal 4  
Dr.  
Héctor  
Cruz  
Ramírez
  
7. Datos del trabajo escrito  
Generación de rayos-X por la técnica de plasma impulsado por láser (LDPA)  
61 p  
2023

*A los mejores padres, Elisa Luna y Enrique Cacheux.*

# Agradecimientos

Quiero agradecer en primer lugar a mi tutor el Dr. Jesús Garduño Mejía por el tiempo que ha dedicado a dirigir este trabajo, por permitirme formar parte de los proyectos que dirige en el Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología (ICAT), por todo su apoyo y por confiar en mí estos años. También agradezco a mis sinodales, el Dr. Camilo Ruiz Méndez por su guía y su experiencia en el tema, al Dr. Naser Qureshi, a la Dra. Citlali Sánchez-Aké y al Dr. Héctor Cruz-Ramírez por sus valiosos comentarios y sugerencias que le han dado mayor claridad a esta tesis.

En particular doy las gracias a mis padres Elisa Luna Torres y Enrique Alejandro Cacheux Enriquez por todo el apoyo que me han brindado a lo largo de mis estudios y que, naturalmente durante un periodo tan complicado como fue la pandemia de COVID-19, me ha permitido seguir estudiando sin la preocupación económica que tuvieron y tienen muchas familias mexicanas.

A mis compañeros y amigos del instituto Mauricio Alvarado, Yadira Borrego y Victor Manuel por su ayuda a lo largo de la maestría y en especial a Jesús Delgado Aguillón por guiarme con su experiencia a través del laboratorio de óptica ultrarápida donde lleve a cabo este trabajo.

A la Universidad Nacional Autónoma de México y al ICAT por abrirme sus puertas y por darme todo, incluida una de las mejores etapas de mi vida.

También agradezco el apoyo económico otorgado por parte de la DGAPA-UNAM PAPIIT IN107821 para la compra de equipo y materiales necesarios para la realización de este trabajo, al CONAHCYT por el financiamiento por medio del programa *Ciencia de Frontera* 2019-214961 así como por la beca otorgada para llevar a cabo mis estudios de posgrado.

# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>III</b>
<b>Resumen</b>	<b>VII</b>
<b>Introducción</b>	<b>VIII</b>
<b>1. Marco teórico</b>	<b>1</b>
1.1. Fundamentos de los láseres . . . . .	1
1.1.1. Principios de la generación de pulsos láser . . . . .	3
1.1.2. Descripción matemática de los pulsos . . . . .	8
1.1.3. Amplificación de pulsos ultra-cortos . . . . .	11
1.2. Plasma impulsado por láser . . . . .	13
1.2.1. Propiedades generales de los plasmas . . . . .	13
1.2.2. Interacción láser-plasma . . . . .	16
1.2.3. Emisión de rayos-X característicos . . . . .	21
<b>2. Montaje experimental</b>	<b>24</b>
2.1. Diseño del experimento . . . . .	24
2.2. Instrumentación . . . . .	28
2.2.1. Sistema de pulsos láser PHAROS . . . . .	28
2.2.2. Espectrómetro Amptek X-123 CdTe . . . . .	30
2.2.3. Dispositivo para desplazar el blanco . . . . .	35
2.3. Obtención de los espectros . . . . .	36
<b>3. Resultados Experimentales</b>	<b>38</b>
3.1. Espectros desplazando el blanco linealmente . . . . .	38
3.2. Espectros rotando el blanco . . . . .	40
3.3. Comentarios sobre el espectrometro Amptek X-123 de CdTe . . . . .	43
<b>4. Conclusiones</b>	<b>46</b>
4.1. Mejoras en el experimento . . . . .	47
<b>Bibliografía</b>	<b>48</b>

# Índice de figuras

1.1. Modos de vibración en la cavidad resonante. . . . .	2
1.2. Proceso de generación de un pulso láser por Q-switching. En rojo las pérdidas en el resonador, en verde la inversión de población, en amarillo el pulso que bombea el medio activo y en azul el flujo de fotones a la salida del resonador. En la componente vertical las unidades dependen de la curva. . . . .	4
1.3. Esquema de un resonador láser con Q-switch. . . . .	5
1.4. Formación de pulsos por la técnica mode-locking forzando los modos en el resonador láser a tener la misma fase. . . . .	6
1.5. Representación de un pulso Gaussiano $E(t)$ , su intensidad $I(t)$ y su envolvente $\varepsilon(t)$ . . . . .	9
1.6. Pulso con chirp lineal positivo $b > 0$ . . . . .	10
1.7. Pulso con chirp lineal negativo $b < 0$ . . . . .	10
1.8. Etapas de la amplificación de pulsos con modulación temporal de la frecuencia (Chirped Pulse Amplification). . . . .	11
1.9. Generación de la onda de densidades de carga en el plasma “wakefield” tras el paso de un pulso láser ultracorto. . . . .	17
1.10. Target Normal Sheath Acceleration (TNSA). . . . .	20
1.11. Generación de armónicos de alto orden. (McKenna. P, Neely. D, et al., 2013) . . . . .	21
1.12. Transiciones electrónicas en niveles atómicos inferiores ( <a href="http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbasees/quantum/xterm.html">http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbasees/quantum/xterm.html</a> ). . . . .	22
2.1. Arreglo experimental para la generación de rayos-X en un objetivo de Cu vía plasma impulsado por láser. . . . .	25
2.2. Experimento montado en el laboratorio de <i>Óptica no lineal</i> del Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología de la UNAM. . . . .	26
2.3. Espectrometro Amptek y blanco de Cu montado sobre un motor Brushless y una platina de desplazamiento. . . . .	27
2.4. Plasma producido en el aire con una lente de $f = 10\text{cm}$ . . . . .	27
2.5. Diseño del sistema láser Pharos. (PHAROS Burst User’s Manual, 2019). . . . .	28
2.6. Espectrómetro Amptek X-123 CdTe. (X-123 User Manual Rev A0). . . . .	30
2.7. Diagrama de bloques del espectrómetro Amptek X-123. (X-123 User Manual Rev A0). . . . .	31
2.8. Esquema del diodo de CdTe. (X-123 User Manual Rev A0). . . . .	31



2.9. Diagrama esquemático del sistema de espectroscopia de rayos-x. (X-123 User Manual Rev A0). . . . .	32
2.10. Cabezal del sensor que contiene la lámina detectora de CdTe. (X-123 User Manual Rev A0). . . . .	33
2.11. Curva de eficiencia del detector de CdTe en función de la energía de los fotones incidentes. (X-123 User Manual Rev A0). . . . .	34
2.12. Dispositivo para desplazar el blanco de Cu. . . . .	35
2.13. A) Diagrama de la posición de la placa (línea punteada) alrededor del foco. B) Fotografía de la superficie del blanco de Cu después de la incidencia del haz láser a distintas posiciones alrededor del foco. Como muestra la imagen, la posición más cercana a la lente es en $z = 10.0$ mm.	36
2.14. Incidencia del haz de pulsos láser a distintas tasas de repetición. . . . .	37
2.15. Patrón dejado por el haz de pulsos en el blanco de Cu rotatorio. A) fotografía de la placa de Cu e B) imagen al microscopio de la misma. . . . .	37
3.1. Espectros de rayos-X emitidos por el blanco de Cu a diferentes posiciones alrededor del foco. . . . .	39
3.2. Espectros de rayos-X emitidos por el blanco de cobre (Cu) a diferentes tasas de repetición bajas. . . . .	39
3.3. Espectros de rayos-X emitidos por el blanco Cu a diferentes tasas de repetición altas. . . . .	40
3.4. Espectros de rayos-X del Cu medidos por el detector Amptek con una lámina de Al filtrando la señal. . . . .	41
3.5. Espectro de rayos-X emitidos por el blanco de Cu. . . . .	42
3.6. Espectros de rayos-X emitidos por el blanco de Cu a diferentes energías por pulso. . . . .	42
3.7. Espectro de rayos-X emitido por un blanco de Cu medido con un detector Amptek X-123 de Si-PIN [1]. . . . .	43
3.8. Comparación de los espectros de Am obtenidos con un detector de Si-PIN y uno de CdTe en escala lineal. ( <a href="https://www.amptek.com/internal-products/si-pin-vs-cdte-comparison">https://www.amptek.com/internal-products/si-pin-vs-cdte-comparison</a> ). . . . .	44
3.9. Comparación de los espectros de Am obtenidos con un detector de Si-PIN y uno de CdTe en escala Log. ( <a href="https://www.amptek.com/internal-products/si-pin-vs-cdte-comparison">https://www.amptek.com/internal-products/si-pin-vs-cdte-comparison</a> ). . . . .	45

# Resumen

En este trabajo se implementó la técnica de plasma impulsado por láser (LDPA) para producir una fuente novedosa de rayos-X en un blanco de Cu; se describen las condiciones experimentales para generar esta fuente de radiación de fotones cuasi monocromáticos de 8.047 y 8.904 keV (0.154 y 0.139 nm respectivamente) enfocando un haz láser pulsado de femtosegundos de alta energía en el plano de incidencia del blanco. De esta fuente se obtuvo su espectro característico en una región entre 1 y 100 keV donde se observó un mayor número de cuentas en las regiones de las líneas de emisión  $k\alpha$  y  $k\beta$  del Cu y una distribución continua debida al efecto de radiación Bremsstrahlung.

El láser empleado en este experimento fue un sistema de pulsos láser comercial de la marca PHAROS modelo PH1-20 y se montó un sistema para refrescar la superficie del blanco de Cu mediante una platina de desplazamiento XYZ de la marca THORLABS y un motor brushless. Para caracterizar la fuente de rayos-X se empleó un espectrómetro Amptek X-123 de CdTe por lo que la resolución de los espectros depende de las características de este instrumento. En este trabajo se presentan algunos espectros obtenidos en diferentes condiciones donde se modificaron los parámetros del láser como la tasa de repetición y la energía por pulso, la posición del espectrómetro respecto al blanco de Cu y la velocidad de desplazamiento del blanco. Estos cambios permitieron encontrar los límites bajos los cuales se puede reproducir este experimento.

# Introducción

El uso de rayos-X en diferentes áreas de la ciencia y la tecnología tiene amplias aplicaciones, desde industriales como método de análisis estructural, clínicos como la imagenología para diagnósticos médicos o el estudio de la emisión de rayos-X por objetos celestes en la astronomía, siendo los métodos de medición más prometedores la espectroscopia y la difracción de rayos-X [1].

Los rayos-X se producen por dos vías, al acelerar electrones o en las transiciones energéticas de los electrones de las capas más internas de los átomos, los fotones emitidos en estas transiciones tienen longitudes de onda de 0.005 nm a 10 nm (equivalentes a 50 eV hasta 100 keV). Desde su descubrimiento, en 1895 por el profesor Wilhem Conrad Röntgen se han desarrollado diversos métodos para su generación, los cuales se basan en dos procesos básicos fundamentales, el primero consiste en producir vacantes en las capas internas de los átomos ionizándolos para dar lugar a estas transiciones y en el segundo, es un proceso de transferencia de estas vacantes entre los diferentes niveles atómicos. Una de las fuentes más antigua de rayos-X son los tubos de rayos-X, después como alternativa surgieron los aceleradores de partículas Linac/Betatrón, Van de Graaff, ciclotrón, sincrotrón y también se han llegado a producir en reactores nucleares [2, 3]. Más tarde, en la década de los setentas se ha planteado la idea de la generación de haces de partículas mediante el uso de láseres [4] y mediante el método de interacción láser-plasma [5] sin embargo estas técnicas no se habían puesto en práctica hasta hace unos años con el desarrollo de los láseres pulsados ultraintensos.

El uso de láseres de pulsos de femtosegundos modernos para la generación de rayos-X "duros" (con energías entre 1 keV y 1 MeV) permiten generar fuentes novedosas de radiación a partir de la interacción del haz láser con un objetivo sólido; estos pulsos pueden tener duraciones menores a 100 fs y son capaces de alcanzar una irradiancia de hasta  $10^{21} \text{ W/cm}^2$ , al mismo tiempo que se puede controlar la tasa de repetición del haz y la potencia promedio, haciendo a estos tipos de láseres una opción versátil. A esta técnica se le conoce como plasma impulsado por láser (Laser Driven Plasma Accelerator o LDPA por sus siglas en inglés) y tales fuentes son capaces de producir flujos de fotones  $k\alpha$  y  $k\beta$  (5-15 keV) por arriba de  $10^{10}$  fotones/s [1].

El objetivo principal de este trabajo es encontrar las condiciones experimentales sobre las cuales se puede generar y reproducir esta fuente de radiación observando la emisión de rayos-X  $k\alpha$  y  $k\beta$  del Cu y el continuo debido al Bremsstrahlung en términos

de los parámetros óptimos del láser como la tasa de repetición y energía por pulso, la posición del espectrómetro respecto al blanco y la velocidad de reposicionamiento del blanco encontrando los límites donde se puede observar este efecto.

Para generar esta fuente de radiación se empleó un sistema de pulsos láser PHAROS comercial modelo PH1-20-0400-10-N0-B de la empresa Light Conversion, de 20W de potencia máxima promedio, energía por pulso de hasta  $400\mu\text{J}$ , duración de pulso de 290fs y tasa de repetición variable. El haz de pulsos es enfocado sobre la superficie de un blanco de Cu mediante una lente de  $f = 10\text{cm}$  y la medición de la fuente de rayos-X se hace por medio de un espectrómetro comercial Amptek X-123. Los parámetros del láser, tales como la potencia promedio, tasa de repetición y energía por pulso son controlados mediante el software del láser al igual que las mediciones de los espectros se hacen por medio del software controlador del espectrómetro. Como es indispensable que cada pulso láser incida sobre una superficie de material limpio, se describe el montaje de un sistema que desplaza el objetivo en los ejes XYZ y que lo hace rotar a diferentes velocidades.

El contenido de este trabajo se reparte en cuatro capítulos, el primero se enfoca en la descripción teórica de los láseres y los plasmas para describir el proceso de interacción láser-plasma para la generación de rayos-X, específicamente se presentan los fundamentos de la generación de pulsos ultracortos de femtosegundos y se describe la técnica de plasma impulsado por láser (LDPA). En el segundo capítulo se presenta el montaje experimental y se describen cada uno de los elementos que componen el experimento, el sistema de pulsos láser PHAROS, el espectrómetro de rayos-X y el dispositivo de desplazamiento del objetivo. En el tercer capítulo se presentan diversos espectros obtenidos bajo diferentes condiciones experimentales y se detallan las condiciones para la generación de tales fuentes de radiación. Por último, en el capítulo cuatro se presentan las conclusiones de este trabajo y se hacen algunas recomendaciones que pueden mejorar el experimento.

Todas las figuras y diagramas que se muestran en este trabajo fueron realizados con el software comercial CorelDraw por lo que se diseñaron para adaptarse a este trabajo, sin embargo, algunas figuras se inspiran en diversos diseños de la literatura tomando la idea principal a la que hacen referencia y en el caso de la figura 1.12, se adaptó de la página de Internet señalada. Las figuras y diagramas que se muestran en el capítulo dos que hacen referencia a la instrumentación fueron reproducidas íntegramente de los manuales del sistema de pulsos láser PHAROS y del espectrometro Amptek X-123 debido a que describen el funcionamiento de estos instrumentos.

# Capítulo 1

## Marco teórico

Una de las aplicaciones de los láseres de pulsos ultra cortos es la aceleración de partículas en plasmas, la idea general de los aceleradores de plasma impulsados por láser (LDPA) consiste en hacer incidir un pulso láser ultraintenso y ultracorto en un blanco metálico, de tal modo que el campo eléctrico del pulso acelere a los electrones libres del plasma producido en su superficie a altas velocidades resultando en la emisión de rayos-X. En este capítulo se presentan los fundamentos necesarios para describir esta técnica, desde la generación de pulsos ultra cortos, su amplificación y caracterización, como se da la interacción láser-plasma y las características de este plasma.

### 1.1. Fundamentos de los láseres

Un láser es un dispositivo que se basa en el proceso de emisión estimulada de la radiación; este proceso ocurre cuando un átomo o molécula de un medio activo es estimulado por un fotón incidente a emitir radiación con la misma frecuencia, fase y dirección a la del fotón original, cuando esto ocurre se dice que ambos fotones son coherentes entre sí[6]. Este proceso, además de la emisión espontánea, son mecanismos de emisión de radiación y son característicos del medio.

La probabilidad de que ocurra emisión espontánea en un medio activo es mayor al de la emisión estimulada porque el tiempo de vida de los estados excitados es muy corto, por esto, para favorecer el proceso de emisión estimulada se necesita una población de átomos (o moléculas) de medio activo invertida, es decir, que haya un mayor número de átomos en su estado excitado; esto se logra mediante un proceso de *bombeo óptico* por el que el medio activo, sea sólido, líquido o gas, absorbe fotones de una fuente externa hasta que se logra la *inversión de población*.

## Resonador láser

El medio activo, ya sea un cristal, un gas o un líquido, se confina dentro de una cavidad resonante que refleja la luz emitida en su interior; las ondas de luz son dispersadas en todas direcciones, pero las componentes que se propagan perpendicularmente a las paredes que reflejan la luz interferirán constructivamente resultando en una onda estacionaria con una frecuencia de resonancia, dando lugar a una amplificación en la intensidad de la luz. El ejemplo más simple de una cavidad resonante sigue el principio de un interferómetro Fabry-Pérot que consiste de dos superficies planas paralelas reflejantes sobre un mismo eje, como se muestra en la figura 1.1.

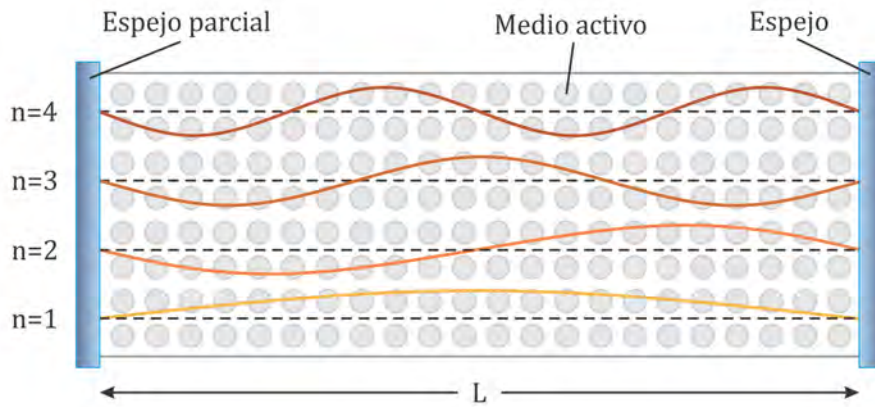


Figura 1.1: Modos de vibración en la cavidad resonante.

Al interior de la cavidad láser o resonador se crean varias ondas estacionarias que se distinguen por sus modos de vibración, por lo que la forma, dirección y anchura de la banda de frecuencias del haz producida por el láser está determinada por la geometría del resonador; esto es:

$$\Delta\nu = n \frac{c}{2L} \quad (1.1)$$

Donde  $n = 1, 2, 3, \dots$  son los modos de vibración de la onda electromagnética estacionaria,  $c$  es la velocidad de propagación de la luz en el medio activo y  $L$  es la longitud de la cavidad. Por esto, para que un láser emita a una cierta banda de frecuencias  $\Delta\nu$ , los parámetros que se deben controlar son la longitud del resonador y el medio activo dentro de la cavidad; una vez logrado esto, el haz de luz amplificada sale por uno de los extremos y la forma del haz dependerá de distintos mecanismos de interacción entre las moléculas del medio activo. La forma de línea de emisión del haz se describe mediante una función de distribución  $g(\nu, \nu_0)$  dependiente de la frecuencia  $\nu$  y la frecuencia central  $\nu_0$  que describe el rango de frecuencias de emisión del láser [7, 8].

Una descripción completa de la forma natural de la línea de emisión láser y los mecanismos de ensanchamiento requiere un mayor desarrollo, sin embargo, ha de mencionarse que en este trabajo, el láser utilizado emplea un cristal como medio activo, por lo que la forma de línea puede ensancharse por cambios en la temperatura, variaciones en la ganancia del medio debido a cambios en la densidad de corriente, composición química o por efectos no lineales.

### 1.1.1. Principios de la generación de pulsos láser

Los láseres de pulsos emplean diversas técnicas para convertir un haz continuo en un haz de pulsos cortos y de alta energía, algunas de las técnicas más comunes que utilizan los láseres comerciales son el Q-switching y el bloqueo de modos (mode locking) por lo que en esta sección se describen los principios básicos de estas técnicas, por su relevancia y por ser el principio de funcionamiento del sistema láser Pharos.

#### Q-switching

El método *Q-Switch* es una técnica empleada para generar pulsos láser de alta potencia y corta duración, donde se altera el factor de calidad Q de un resonador láser para liberar la energía almacenada en periodos de tiempo muy cortos. Esta técnica emplea un obturador (shutter) que funciona como interruptor que cambia rápidamente el factor Q de la cavidad láser, por lo que se libera toda la energía almacenada en el resonador en forma de un pulso láser.

Por un lado, el factor de calidad Q es un parámetro que mide la eficiencia con la que un resonador puede almacenar y liberar energía, este se define como la razón entre la energía almacenada y la energía perdida por ciclo de oscilación, o bien como la razón entre la frecuencia de resonancia  $\nu_0$  y el ancho de banda de la respuesta del resonador  $\Delta\nu$ ; esto es:

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu} \quad (1.2)$$

Donde  $\Delta\nu$  es la anchura a la mitad de la amplitud máxima de la respuesta del oscilador. La anchura  $\Delta\nu$  de la curva de resonancia también se puede expresar como  $(2\pi\tau_c)^{-1}$ , donde  $\tau_c$  es la constante de tiempo de decaimiento de la radiación, que puede definirse como el tiempo de vida medio de los fotones en el resonador, al cabo de este tiempo, los fotones son dispersados, emitidos o perdidos de otras formas en el sistema óptico. Estas pérdidas se traducen en una pérdida de la potencia  $\varepsilon$  en un ciclo como:

$$\varepsilon = \frac{t_R}{\tau_c} \quad (1.3)$$

Donde  $t_R = 2L/c$  es el tiempo de ida y vuelta de un fotón en un resonador que tiene una longitud óptica  $L$ . Si un oscilador tiene un factor de calidad alto, este puede almacenar energía durante más tiempo antes de perderla en forma de radiación.

En un láser de estado sólido, aplicar un *Q-switch* implica que la energía almacenada en el medio activo mediante bombeo óptico sea liberada casi instantáneamente disminuyendo de golpe el factor de calidad  $Q$  de la cavidad; en este proceso, si inicialmente el resonador tiene un factor de calidad  $Q$  alto, no se puede producir emisión láser, el bombeo óptico produce una inversión de población que alcanza un límite y por lo tanto aumenta la energía almacenada. Al disminuir el factor de calidad, toda la energía almacenada es liberada en forma de un pulso láser debido a la alta ganancia en la cavidad alcanzando potencias pico mayores a las de un pulso largo o un haz continuo. El tiempo que la energía puede ser almacenada en el resonador es del orden del tiempo de vida  $\tau_f$  del estado excitado de la transición láser, estos procesos ocurren en el orden de microsegundos[7]. En la siguiente gráfica se representa la evolución de todos estos procesos.

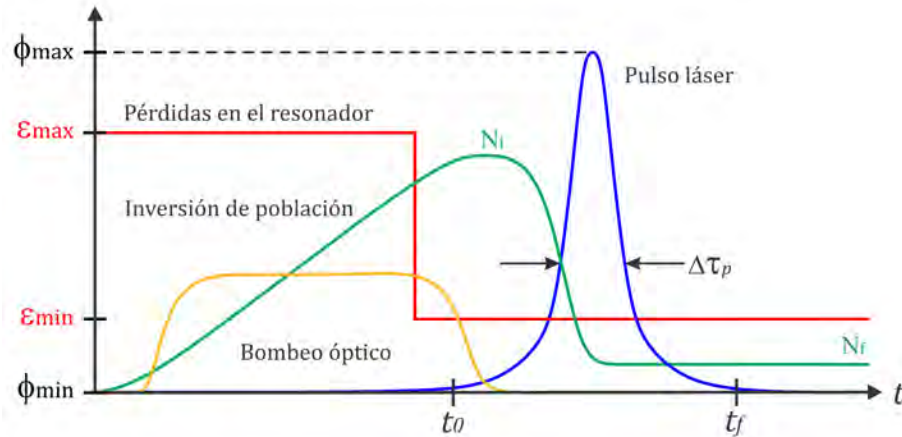


Figura 1.2: Proceso de generación de un pulso láser por Q-switching. En rojo las pérdidas en el resonador, en verde la inversión de población, en amarillo el pulso que bombea el medio activo y en azul el flujo de fotones a la salida del resonador. En la componente vertical las unidades dependen de la curva.

En la práctica, para aplicar un Q-switch en un resonador láser se emplea un obturador o “shutter” que controle la oscilación de la luz al interior de la cavidad; en un inicio se usaban obturadores mecánicos con uno de los espejos de la cavidad rotatorio, cuando las superficies de los espejos se encuentran paralelas se producen menos pérdidas y se libera toda la energía, cuando no son paralelas se bloquea la oscilación y no hay emisión láser. En la actualidad, la mayoría de láseres comerciales emplean obturadores electro-ópticos, uno de estos son las celdas Pockels; este es un



material cristalino (generalmente de potasio dehidrogenado fosfato KDP) que deja pasar la luz con la propiedad que al aplicarle un campo eléctrico cambia su índice de refracción y además puede cambiar el estado de polarización de la luz y es esta característica la que permite hacer un Q-switch en el resonador. La figura 1.3 muestra un esquema de las componentes de un resonador con Q-switch.

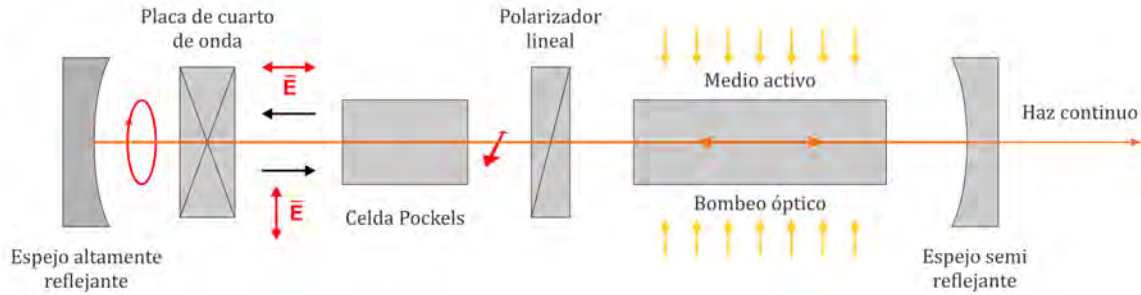


Figura 1.3: Esquema de un resonador láser con Q-switch.

La celda Pockels, en un resonador láser, se utiliza en conjunto con un polarizador lineal y una placa de cuarto de onda; un haz con polarización horizontal al atravesar la placa de cuarto de onda cambia su polarización a circular, al reflejarse en el espejo del extremo izquierdo y al volver a atravesar la placa vuelve a cambiar su polarización, ahora a vertical; en este caso, si el haz sigue su trayecto será bloqueado por el polarizador lineal y no habrá emisión láser; al aplicar un voltaje a la celda Pockels, el haz incidente cambiará su polarización de vertical a horizontal y podrá atravesar el polarizador. De este modo, aplicando un voltaje variable a la celda mediante una onda cuadrada se puede controlar la oscilación en la cavidad y cuanto más rápidos sean los cambios en el voltaje, la duración de los pulsos puede reducirse.

La duración de los pulsos más pequeña que se puede obtener mediante esta técnica es del orden de decenas de nanosegundos, y hasta uno o dos nanosegundos mediante la técnica de “cavity dumping”, este límite se debe principalmente a la limitación en la longitud de la cavidad[7]. Pulsos de menor duración, del orden de pico y femtosegundos pueden obtenerse mediante la técnica “mode locking” en conjunto con un Q-switching.

## Mode Locking

Como se describió en la subsección de **resonador láser**, la luz generada por emisión estimulada es confinada dentro del resonador como ondas estacionarias que se distinguen por sus modos longitudinales  $n$ , la separación entre estos modos  $\Delta\nu$  se sigue de la expresión 1.1 como  $c/2L$ . Los modos emitidos por el láser están determinados por la longitud del resonador y por la anchura de la banda de emisión del medio activo.

Normalmente los modos dentro de la cavidad láser están desfasados entre sí, por lo que los fotones que pertenecen a diferentes modos, con diferentes fases, interferirán destructivamente y como resultado de esta interferencia se genera una señal de amplitud aleatoria, débil y casi de onda continua. Este efecto es indeseable cuando se quieren alcanzar potencias pico altas en la emisión láser, por lo que la técnica de bloqueo (o amarre) de modos consiste en sincronizar estas ondas de tal modo que todas se encuentren en fase, interfiriendo constructivamente y con ello generando un tren de pulsos a una frecuencia de repetición constante.

Para ejemplificar este efecto suponemos un conjunto de ondas sinusoidales de la forma:  $\text{sen}(it + \pi/2)$  con  $i = 1, 2, 3, 4$  y  $5$ , estas ondas interfieren dentro de la cavidad y en los puntos donde lo hacen constructivamente se genera un pulso con una anchura  $\tau_p$ , la figura 1.4 representa los diferentes modos al interior de una cavidad láser[9] y la onda resultante se muestra como la función punteada.

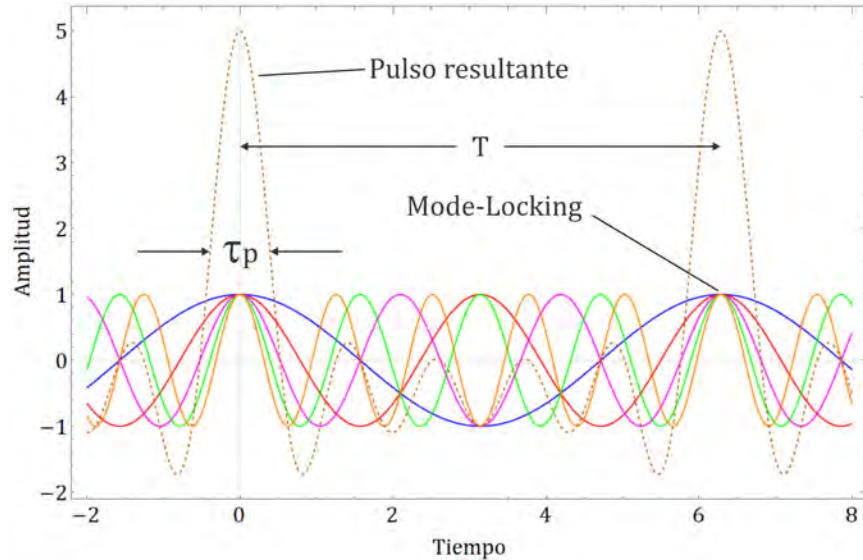


Figura 1.4: Formación de pulsos por la técnica mode-locking forzando los modos en el resonador láser a tener la misma fase.

Estos pulsos viajan de un extremo a otro de la cavidad amplificándose en cada vuelta y cada vez que atraviesan el espejo semireflector se emite un pulso a la salida del láser; la separación entre cada pulso  $T$  es el recorrido de ida y vuelta del pulso confinado en el resonador, esto es:

$$T = \frac{1}{\Delta\nu} = \frac{2L}{c} \quad (1.4)$$

La anchura del pulso emitido  $\tau_p$  depende a su vez del número de modos  $n$  al interior de la cavidad y del ancho de banda  $\Delta\nu$  como:

$$\tau_p \approx \frac{1}{n\Delta\nu} \quad (1.5)$$

De tal modo que a mayor número de modos se pueden obtener pulsos cada vez más cortos. Por ejemplo, en láseres de estado sólido como los de Ti: Zafiro, el ancho de banda es de  $\sim 128 THz$ , la longitud de la cavidad láser para estos láseres suele ser de 200 cm, por lo que la separación entre los pulsos emitidos en estos láseres es de 13 ns, con una duración mínima de 8 fs. Un cristal de Yb:KGW tiene una anchura de banda de emisión suficiente para generar pulsos ultra cortos de  $\sim 100 - 200 fs$  de alta potencia.

Sabiendo que el número de modos se puede calcular como el ancho de banda entre la separación entre modos  $\Delta\nu$ , los pulsos más cortos que se pueden obtener dependen en gran medida del ancho de banda espectral del medio activo; por ejemplo para láseres de estado gaseoso como el de  $CO_2$ , el número de modos en una banda de emisión son del orden de decenas, por lo que esta técnica permitiría a lo mucho pulsos con duración de nanosegundos, es entonces que para producir pulsos en la región de femtosegundos hemos de enfocarnos en láseres de estado sólido.

En la práctica existen dos métodos que logran el bloqueo de modos en un resonador, estos se definen como activo y pasivo, sin embargo el principio es el mismo en cada uno de ellos, la modulación periódica de dos parámetros en el resonador, la amplitud (AM) o la frecuencia (FM), con una frecuencia igual a la diferencia de frecuencias entre dos modos longitudinales vecinos.

En el método activo se controla un parámetro del interior del resonador desde el exterior, generalmente se emplea un dispositivo acusto-óptico u electro-óptico que modula la amplitud y frecuencia del haz respectivamente. En el caso del modulador acusto-óptico se emplea un piezoeléctrico que genera una onda de sonido con frecuencia  $c/2L$  que produce cambios de presión en un medio donde se propaga el haz modificando el índice de refracción, esto hace que el haz se disperse por el efecto Debye-Sears, dejando que un haz con una sola frecuencia participe en el proceso de amplificación eliminando otras frecuencias. Por otro lado, cuando se emplea un dispositivo electro-óptico, se usan celdas Pockels como se describió en la sección de Q-switching.

En la técnica pasiva se introduce típicamente un líquido con colorante que absorbe la luz o una lámina delgada caracterizada por tener una diferencia de niveles de energía  $E_1 - E_2 = h\nu$  donde  $\nu$  es la frecuencia de uno de los muchos modos longitudinales en la cavidad, de tal modo que en cierto momento este elemento bloquea los modos modulando el factor de amplificación del medio activo. Este elemento se suele colocar delante de un espejo, absorbe la luz a la vez que aumenta la ganancia linealmente, cuando alcanza un punto de saturación, el elemento ya no puede absorber más la luz y se vuelve transparente, también conocido como transparencia autoinducida, siendo un

efecto no lineal, la intensidad de la amplificación del medio se vuelve suficientemente alta y cuando las moléculas del colorante vuelven a su estado base se repite el ciclo. Esto se traduce en un pulso de alta intensidad cuya duración  $\tau$  es del orden del tiempo de vida del estado excitado del colorante, produciéndose a su vez el bloqueo de modos. En la práctica se utilizan lentes Kerr (KLM), donde la lente cambia su índice de refracción cuando se expone a luz de alta intensidad, modificando la longitud de onda de la luz láser actuando como filtro de la frecuencia para asegurar un bloqueo de modos.

### 1.1.2. Descripción matemática de los pulsos

Una vez expuesto los fundamentos básicos de las técnicas de generación de pulsos láser ultra-cortos, en esta sección se presentará la descripción matemática de estos pulsos y como se describe un pulso con modulación en la frecuencia o “chirped pulse”.

Un pulso es un paquete de ondas electromagnéticas que se caracteriza por su corta duración y forma de onda; su descripción matemática es una función sinusoidal con dependencia espacial y temporal que describe la evolución del campo eléctrico  $E(t)$  en el tiempo; esta función está modulada por una función envolvente  $\varepsilon(t)$  que da el perfil y amplitud del pulso[10]; esto es:

$$E(t) = \varepsilon(t)e^{i\omega_l t} e^{i\phi(t)} e^{i\phi_0} \quad (1.6)$$

Donde  $\varepsilon(t)$  es el perfil temporal del pulso,  $\omega_l$  es la frecuencia central de la onda portadora,  $\phi(t)$  es la fase dependiente del tiempo y  $\phi_0$  la fase inicial. En la práctica, resulta difícil calcular los parámetros de un pulso en el dominio del tiempo, por lo que también se suele trabajar en el dominio de frecuencias, para esto se calcula la transformada de Fourier, considerando una fase temporal constante y una fase inicial igual a cero, se tiene:

$$E(\omega) = \mathcal{F}\{E(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} E(t)e^{-i\omega t} dt = |\varepsilon(\omega)| e^{i\varphi(\omega)} \quad (1.7)$$

Donde  $|\varepsilon(\omega)|$  es la amplitud espectral y  $\varphi(\omega)$  la fase espectral.

En este trabajo, por cuestiones de simplicidad matemática, se considerará al campo eléctrico  $E(t)$  como linealmente polarizado, por lo que se puede prescindir del carácter vectorial del campo y tener solo una función dependiente del tiempo, a esto se le llama aproximación escalar y nos permite enfocarnos en las características

temporales del pulso, de esta forma, se puede representar un pulso electromagnético como[11]:

$$E(t) = \frac{1}{2} \sqrt{I(t)} e^{i(\omega t - \phi(t))} + c.c \quad (1.8)$$

Donde  $I(t)$  y  $\phi(t)$  son la intensidad y fase del pulso y “c.c” se refiere al complejo conjugado. De esta forma se puede obtener la intensidad del pulso láser como:

$$I(t) = |E(t)|^2 \quad (1.9)$$

Al graficar el campo  $E(t)$ , la envolvente  $\varepsilon(t)$  y la intensidad  $I(t)$  se tiene:

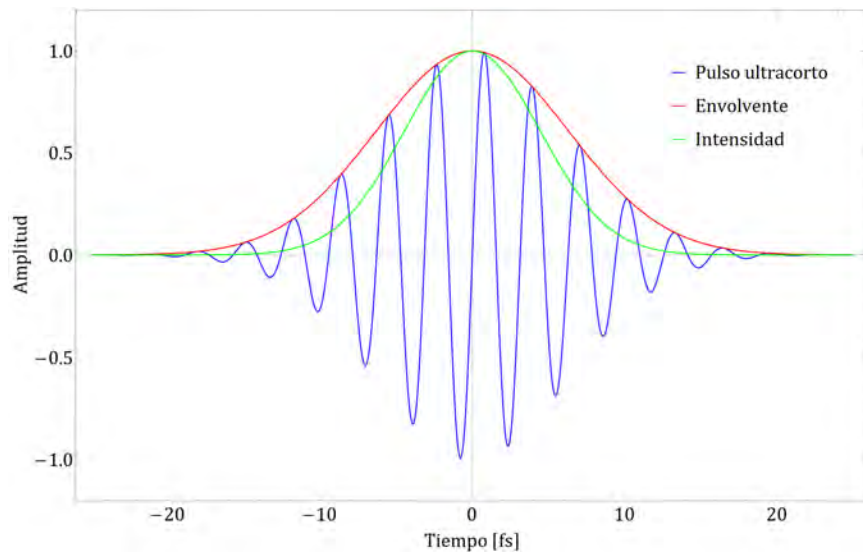


Figura 1.5: Representación de un pulso Gaussiano  $E(t)$ , su intensidad  $I(t)$  y su envolvente  $\varepsilon(t)$ .

A su vez, se puede resolver la fase del pulso como:

$$\phi = \arctan \left\{ \frac{\text{Im}[E(t)]}{\text{Re}[E(t)]} \right\} \quad (1.10)$$

Donde  $\phi$  es la **fase total** del pulso, descrita como:  $\phi = \omega t + \phi(t)$  que no ha de confundirse con la fase temporal del pulso  $\phi(t)$ . De la fase total se puede definir la **fase instantánea** del pulso como:

$$\omega_i(t) = \omega_l + \frac{d\phi(t)}{dt} = \omega_l + \omega_0 + 2bt \quad (1.11)$$

Cuando un pulso incide sobre un material, el índice de refracción del medio cambia en función de la frecuencia de la luz incidente como:  $n(\omega) = \sqrt{1 + \chi^{(1)}(\omega)}$ , donde  $\chi^{(1)}(\omega)$  es la susceptibilidad eléctrica lineal; esto provoca que el pulso experimente un retardo en el tiempo o una dispersión en la velocidad de grupo; este “retardo” representa una modulación de la frecuencia que se conoce como *chirp* del pulso y el parámetro  $b$  de la ecuación (1.11) define como varía la frecuencia en el pulso, para  $b > 0$  se tiene un pulso con chirp lineal positivo y para  $b < 0$  se tiene un pulso con chirp lineal negativo [12, 13]. Gráficamente un pulso con chirp se ve de la siguiente forma:

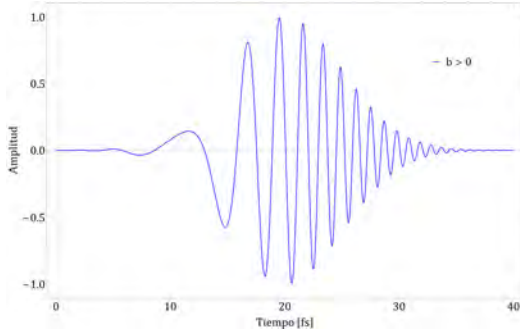


Figura 1.6: Pulso con chirp lineal positivo  $b > 0$ .

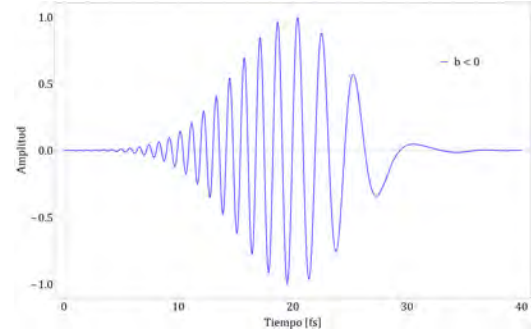


Figura 1.7: Pulso con chirp lineal negativo  $b < 0$ .

En los casos anteriores, se produce una modulación de la frecuencia del pulso con chirp lineal, sin embargo existen fases de mayor orden donde se pueden presentar chirps cuadráticos pero para los propósitos de este trabajo y para describir la técnica de “amplificación de pulso chirped” basta la descripción de chirp lineal.

Por último, en la práctica, los láseres de pulsos ultra-cortos que operan en los ordenes de duración de femtosegundos, pueden portar energías de hasta 1 J y trabajar a tasas de repetición de hasta 50 kHz; experimentalmente, los parámetros de interés en los láseres de pulsos son la energía  $E_p$  y duración  $\tau$  del pulso ya que con ellos se puede determinar su potencia como:

$$P = \frac{E_p}{\tau} \quad (1.12)$$

Para un haz Gaussiano temporal y espacialmente, la intensidad pico del pulso está dada como:

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad (1.13)$$

Donde  $w_0$  es la cintura del punto focal del pulso.

### 1.1.3. Amplificación de pulsos ultra-cortos

Una vez producido pulsos láser, existe una técnica por la cual se pueden comprimir y amplificar estos pulsos para alcanzar energías más altas; la amplificación de pulsos con modulación de la frecuencia o “Chirped Pulse Amplification” (CPA por sus siglas en inglés) es una técnica desarrollada por primera vez en 1985 en el laboratorio de energía láser de la Universidad de Rochester por los investigadores D. Strickland y G. Mourou[14], la cual consiste en alargar la duración de un pulso ya existente y después amplificarlo, el pulso una vez amplificado se comprime en el tiempo a su duración original resultando en un pulso de mayor energía.

Esta técnica se puede dividir en tres etapas: *expansor*, *amplificador* y *compresor*; en la primera etapa del sistema, se incrementa la duración del pulso y a su vez disminuye la potencia pico con el fin principal de disminuir daños en el amplificador, posterior a esta etapa se amplifica el pulso empleando un medio de ganancia que se bombea mediante láseres pulsados. Para esta etapa existen dos configuraciones distintas, *regenerativo* y *multipaso*. En la etapa final, el pulso amplificado se comprime en el tiempo muy cerca de su duración original, hasta el orden de femtosegundos[15]. La siguiente figura muestra un esquema de las etapas de esta técnica.

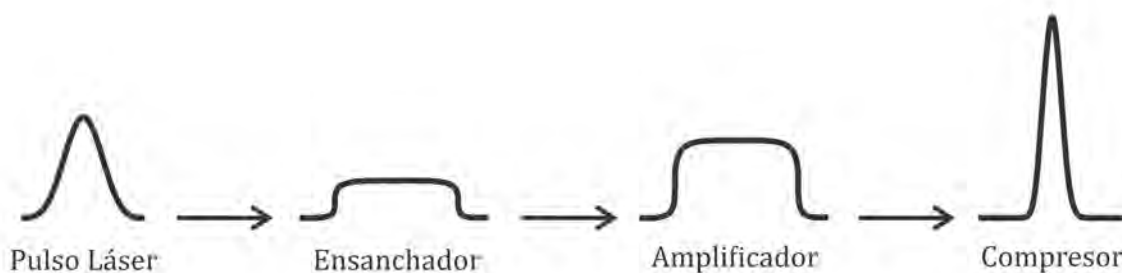


Figura 1.8: Etapas de la amplificación de pulsos con modulación temporal de la frecuencia (Chirped Pulse Amplification).

En esta técnica, el único grado de libertad es el tiempo de duración del pulso, por lo que las etapas del expansor (stretcher) y compresor deben estar sincronizadas. Para extender la duración de los pulsos se añade una dispersión a la velocidad de grupo del pulso (se produce un chirp al pulso), para esto existen tres métodos, mediante espejos con un recubrimiento especial, por medio de fibras ópticas o por pares de rejillas de

difracción o prismas; la dispersión logra introducir una diferencia de camino óptico en las diferentes componentes de longitud de onda del pulso. Al ensanchar la duración del pulso disminuye la potencia pico y la energía se distribuye en un periodo de tiempo más largo.

En la etapa de amplificación, el pulso atraviesa un medio amplificador un determinado número  $N$  de veces, para el caso *multipaso* se usa un arreglo de espejos o lentes que guían el haz a través del medio; en nuestro caso, el sistema que utiliza el láser Pharos es un *amplificador regenerativo* que consiste de un resonador láser similar al de una cavidad Q-switch, con una celda Pockels acoplada a un polarizador lineal. El pulso viaja de un extremo a otro de la cavidad en un tiempo  $T_{RT}$  amplificándose con cada paso en el medio de ganancia y sale cuando se activa la celda Pockels.

En la etapa de compresión, el pulso se comprime a su duración original, compensando a su vez la dispersión introducida por otros elementos ópticos como la celda Pockels. El sistema de compresión compensa la dispersión temporal introduciendo una dispersión negativa mediante los mismos elementos, ya sean fibras ópticas, secuencias de prismas o pares de rejillas de difracción[16].



## 1.2. Plasma impulsado por láser

En esta sección se presentan los fundamentos básicos para describir la interacción láser-plasma, enfocados principalmente en las características de los plasmas, el efecto de la aceleración de partículas cargadas tras el paso de un pulso láser ultra corto sobre este medio y como da lugar a una fuente de radiación, concretamente de rayos-X.

### 1.2.1. Propiedades generales de los plasmas

Un plasma es un medio ionizado con suficientes partículas libres con carga eléctrica positiva (iones) o negativa (electrones) y neutra en distintos grados de ionización, por lo que se caracteriza por su fuerte interacción con los campos eléctricos y magnéticos y por su comportamiento colectivo, ya que las cargas interactúan entre sí, en parte debido a las fuerzas de Coulomb de largo alcance. Los plasmas además se caracterizan por su conducción eléctrica que se debe a la movilidad de los electrones en el medio y a nivel macroscópico tiende a ser eléctricamente neutro, a pesar de que a nivel microscópico puede haber regiones con una carga neta. Es por la interacción entre las partículas libres que existen diferentes clasificaciones para los plasmas que cumplen ciertas condiciones, a diferencia de los sólidos, líquidos y gases que se distinguen por la fuerza de los enlaces entre sus partículas constitutivas, los parámetros que distinguen a los plasmas son su temperatura y la densidad de electrones o iones del medio[17].

Los plasmas se producen cuando la temperatura de un medio es demasiado alta al grado de ionizarse; por un lado existen diversos procesos naturales por los que se generan estos plasmas que son descritos en la astrofísica y por otro lado, existen varios métodos para producir plasmas en el laboratorio los cuales se pueden caracterizar por sus altas o bajas densidades y temperaturas. Los métodos más comunes para generar plasmas son por medio de fotoionización o por descargas eléctricas; este trabajo se enfoca en el primero de ellos, donde la ionización se da por la interacción radiación-materia y esta interacción da lugar a diferentes procesos cuya probabilidad de ocurrir está determinada por la sección eficaz atómica, la cual es función de la energía del fotón incidente, de la densidad y número atómico del medio donde se produce el plasma[2, 17].

Una característica importante en el estudio de los plasmas es la emisión de radiación; por un lado este proceso puede ser provocado por la recombinación de iones con electrones al formar partículas neutras resultando en la emisión natural de radiación y por otro lado debido a la aceleración de partículas cargadas. Dado que los plasmas se ven afectados por los campos eléctricos, la desaceleración de partículas cargadas por la influencia de un campo externo o por alguna interacción colisional da lugar a la emisión de radiación de frenado *Bremsstrahlung*.

Estas son algunas de las características importantes de los plasmas, sin embargo, en este trabajo, para entender el proceso de interacción láser-plasma, es importante describir una propiedad fundamental de los plasmas llamada *apantallamiento de Debye*.

En condiciones de equilibrio termodinámico, donde no hay cambios significativos en la temperatura del plasma, estos generalmente tienden a mantener una carga eléctrica neta cuasi-neutra local y globalmente; bajo estas condiciones, si se produce un desbalance en la carga en alguna región del plasma, digamos por la aparición de un ion positivo o una diferencia de carga importante, entonces se crea un campo electrostático en esa región y entran en juego las fuerzas de Coulomb, como los electrones tienen una masa menor en comparación a la de los iones del plasma, estos en conjunto (al igual que los iones) son capaces de reaccionar a la presencia de este campo, colectivamente como una nube de electrones, que no interacciona con los iones (porque este tipo de interacción es menos eficiente que la de electrón-electrón o ion-ion), los electrones se mueven radialmente hacia la carga positiva atraídos por un potencial eléctrico de la forma  $\Delta\phi$  y después de un intervalo de tiempo corto, más electrones que habrán ganado energía cinética en su movimiento se encontraran cerca unos de otros y se producirán fuerzas de repulsión entre ellos, produciendo ahora un desbalance de carga negativa en ciertas regiones creando ahora un campo eléctrico invertido haciendo que ahora lo electrones se muevan hacia afuera de esa región del plasma; si este movimiento se mantiene periódicamente resultará en una oscilación del los electrones en el plasma.

Este potencial electrostático  $\phi(r)$ , con simetría esférica, tiende a anularse al aumentar el radio  $r$  hasta cierto valor, más allá de este punto, el potencial se comporta como el electrostático Coulombiano; este es de la forma:

$$\phi(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^{-r/\lambda_D}}{r} \quad (1.14)$$

$\phi(r)$  se conoce como potencial de Debye, donde  $\lambda_D$  es el radio de Debye, que corresponde al alcance del campo electrostático generado por el desbalance de carga que genera un apantallamiento sobre las demás cargas; este radio se define a su vez como:

$$\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 k_B T}{n_0 q^2} \right)^{1/2} \quad (1.15)$$

Donde  $n_0$  es una constante de normalización asociada a la densidad de partículas y  $q$  es la carga de las partículas, para los electrones esta es  $q = e$  y para los iones  $q = Z^{1/2}e$ ,  $k_B$  es la constante de Boltzmann y  $T$  la temperatura absoluta. De 1.14,

para distancias  $r \ll \lambda_D$  la interacción entre las cargas es más efectiva, mientras que para  $r \gg \lambda_D$  el potencial es apantallado por las demás cargas, comportándose como el potencial Coulombiano y la contribución de cargas en esta región puede despreciarse. Este efecto solo tiene relevancia cuando hay un número suficiente de cargas negativas en las cercanías de la carga positiva, para ello se debe cumplir que  $\Gamma = 4/3\pi\lambda_D^3 n_0 \gg 1$ ; esta cantidad se conoce como número de Debye y permite clasificar a los plasmas entre ideales y no ideales [17–19].

La longitud de Debye  $\lambda_D$  es importante porque, desde un punto de vista macroscópico, el plasma debe tener un tamaño  $L$  mayor a este valor para que los efectos individuales y colectivos sean relevantes, con esto se puede pensar en la profundidad de penetración de un campo electromagnético externo en el interior del plasma; antes, cabe mencionar una característica importante de este plasma y es que, como se menciono, se pueden generar oscilaciones periódicas en el plasma que se caracterizan por tener una frecuencia  $\omega_p$  definida como:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{m_e \varepsilon_0}} = \frac{V_e}{\lambda_D} \quad (1.16)$$

Donde  $V_e \approx (k_B T / m_e)^{1/2}$  es la velocidad térmica media de los electrones del plasma y  $m_e$  la masa del electrón; también, de manera análoga es posible definir esta frecuencia para iones del plasma, cambiando los términos de la expresión 1.16 por la densidad de iones  $n_{0i}$ , la carga  $Ze^2$  y por la masa de los iones  $m_i$ .

Si una onda electromagnética con frecuencia  $\omega$  penetra el plasma, pueden ocurrir diferentes eventos dependiendo de la frecuencia de oscilación  $\omega_p$  del plasma; si  $\omega < \omega_p$ , los electrones reaccionan a esta onda y la anulan, de tal forma que el plasma absorbe la onda y macroscópicamente se vuelve opaco, por otro lado, si  $\omega > \omega_p$ , los electrones no pueden seguir la onda y esta se puede propagar en el medio, volviéndose el plasma transparente a esa frecuencia. Por lo tanto, es posible definir un índice de refracción del plasma  $n_p$  como:

$$n_p = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad (1.17)$$

Para que se de la interacción láser-plasma, es necesaria la condición de que la frecuencia del pulso láser  $\omega_L$  sea:  $\omega_L > \omega_p$  para que el pulso pueda atravesar el plasma y acelerar los electrones del medio provocando emisión de radiación.

### 1.2.2. Interacción láser-plasma

La interacción entre un pulso láser y un plasma se da principalmente a través de fuerzas de carácter no lineal llamadas fuerzas ponderomotrices. En un plasma, es de interés la densidad de cargas y la extensión de estas para que la interacción láser-plasma sea o no efectiva, por un lado se explicara el proceso de interacción de un pulso láser con un plasma de baja densidad (medio gaseoso) y después se describirá este proceso para un plasma de mayor densidad (objetivo sólido), que es el caso de nuestra situación experimental.

#### Fuerza ponderomotriz

Como se describió previamente, un pulso láser es un campo electromagnético oscilante de muy corta duración y de alta intensidad, los electrones libres de un plasma interactúan con este pulso a través de una fuerza  $F_{pond}$  que actúa como un valle de potencial sobre los electrones e iones del medio; esta fuerza puede escribirse como [23]:

$$F_{pond} = -\frac{e^2}{2m_e\omega_L^2} \cdot \nabla(E_L)^2 \quad (1.18)$$

Con  $\omega_L$  la frecuencia portadora del pulso; un electrón cercano al eje óptico del pulso oscilará en la dirección del campo  $E_L$  mientras es empujado hacia adelante por el campo magnético. Los electrones libres experimentan esta fuerza de repulsión, radial desde el centro del pulso, debido al gradiente de intensidad generado por el campo eléctrico. En términos de la intensidad láser  $I_L$ , la expresión (1.18) puede escribirse como:

$$F_{pond} = -\frac{e^2}{m_e\omega_L^2\varepsilon_0 c} \cdot \nabla I_L \quad (1.19)$$

Con:

$$I_L = \frac{\varepsilon_0 c}{2} |E_L|^2 \quad (1.20)$$

Con  $c$  la velocidad de la luz y  $\varepsilon_0$  la permitividad del vacío. Los electrones acelerados por el pulso láser pueden alcanzar energías relativistas, sobre todo aquellos situados en el eje de propagación del pulso. Si la intensidad del campo es lo suficientemente alta, los electrones que se encuentran sobre el eje óptico del pulso pueden

alcanzar la velocidad de grupo del pulso  $V_g$  y percibir una fuerza de restauración más pequeña, logrando escapar con una velocidad residual y no volviendo a su punto inicial. El espectro de energía de los electrones acelerados por el campo  $E_L$  depende experimentalmente de varios parámetros como la distribución de densidades en el plasma, el ángulo de incidencia del haz sobre un objetivo sólido y la intensidad del pulso láser. Esta distribución de energía es de tipo Boltzmann y es de la forma:

$$n_0(z) = n_{0e} \exp\left(-\frac{e^2 |E_L(z)|^2}{2 m_e T_e \omega_L^2}\right) \quad (1.21)$$

Donde  $n_{0e}$  es la densidad inicial de los electrones en el medio,  $E_L(z)$  es la componente del campo eléctrico del pulso propagándose en el eje  $z$  y  $T_e$  es la temperatura de los electrones[19, 23].

### Oscilación en el plasma (Wakefield)

Tras el paso del pulso láser en el núcleo de un plasma de baja densidad, se produce un movimiento de las cargas libres inducido por la fuerza ponderomotriz produciendo un cambio en la densidad local de cargas; este proceso crea una onda de densidades de carga que se denomina “*Laser Wakefield Acceleration*” (LWFA por sus siglas en inglés) donde el pulso láser empuja a los electrones fuera de su camino y los iones positivos dispersos en el plasma ejercen una fuerza de atracción que recupera a los electrones produciendo estas oscilaciones. Estas ondas de densidad de carga se conocen como *wakefield* y se desplazan a velocidades  $V_p$  cercanas a la de la luz, cuya frecuencia de oscilación es igual a la frecuencia del pulso láser  $\omega_L$ .

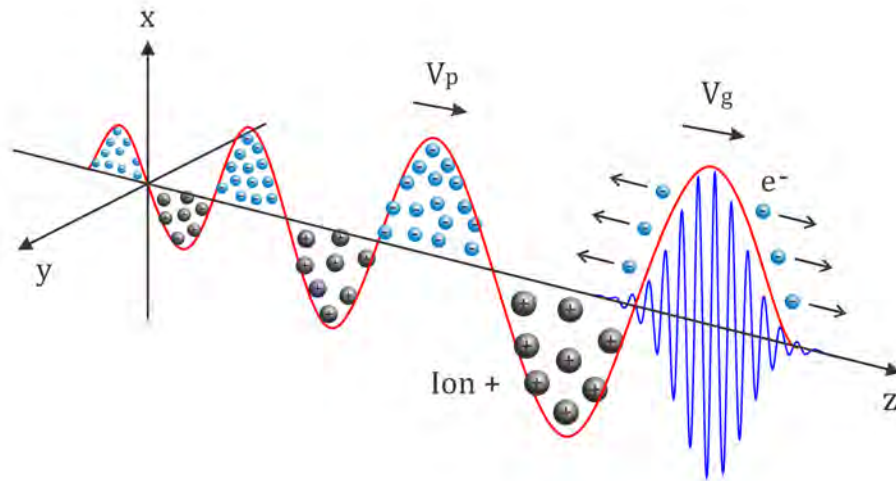


Figura 1.9: Generación de la onda de densidades de carga en el plasma “wakefield” tras el paso de un pulso láser ultracorto.

Para que un pulso láser se propague en un plasma, es necesario que la frecuencia del pulso  $\omega_L$  sea mayor a la frecuencia de oscilación del plasma  $\omega_p$  por las razones que se expusieron anteriormente; esto también es equivalente a que la densidad del plasma  $n_e$  sea menor en comparación a una densidad crítica  $n_{cr} = \omega_L^2 \epsilon_0 \gamma m_e / e^2$ , con  $\gamma$  el factor de Lorentz. La velocidad de grupo  $V_g$  a la que se propaga el pulso a través del plasma es:

$$V_g = c \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} \right)^{1/2} \quad (1.22)$$

Donde  $\omega_p = (n_e e^2 / \epsilon_0 \gamma m_e)^{1/2}$ , con  $n_e$  la densidad de electrones. Los electrones que son atrapados en la oscilación del plasma son acelerados por el pulso y alcanzan una energía cinética máxima al llegar a la cima de la onda, para esto deben permanecer atrapados un tiempo largo y esto se logra solo si el pulso láser es lo suficientemente intenso para producir una modulación en la densidad del plasma. La energía máxima que pueden ganar los electrones al ser acelerados es:

$$E_{max} = 4 \gamma_w^2 m_e c^2 \quad (1.23)$$

Donde  $\gamma_w = \frac{1}{\sqrt{1 - (\omega_p/\omega_L)^2}}$  es el factor de Lorentz. El espectro de energía de los electrones acelerados por el pulso láser descrito en (1.21) asocia una temperatura  $T_e$  a los electrones acelerados en el medio[23].

Hasta este punto se ha descrito el efecto que produce un pulso láser sobre un plasma, sin embargo, en esta interacción el plasma también puede producir un efecto sobre el pulso. El proceso de autoenfocado del haz láser o efecto Kerr óptico, es un mecanismo en el que el índice de refracción del medio cambia en función de la intensidad del campo eléctrico aplicado, por lo que, tras la incidencia del pulso en el plasma se produce una variación en el índice de refracción (1.17) al variar la densidad de partículas en el medio, haciendo que el plasma actúe como una lente que enfoca el haz en otra región. Este efecto se traduce como una perturbación en la posición de la cintura del haz previamente enfocado en una región del plasma, haciendo que el plasma se produzca en un punto focal distinto al deseado.

Una descripción del cambio del índice de refracción en función de la intensidad láser  $I_L$  es de la forma [19]:

$$n(I_L) = n_0 + n_2 I_L \quad (1.24)$$

Donde  $n_0$  es el índice de refracción lineal y  $n_2$  es la componente no lineal. Expresiones con mayor número de coeficientes  $n_3, n_4 \dots$  modelarían mejor el índice de refracción pero para propósitos de este trabajo basta con tomar dos términos.

La potencia crítica que el pulso láser debe tener para que se de el efecto de auto-enfoque es:

$$P_L = \alpha \frac{\lambda_0^2}{4 \pi n_0 n_2} \quad (1.25)$$

Donde  $\alpha$  es una constante que depende de la forma del haz. Para un haz Gaussiano se tiene  $\alpha \approx 1.8962$  [19].

### Interacción láser-plasma en blancos sólidos

En las secciones anteriores se describió el proceso de aceleración de cargas libres en un plasma homogéneo de baja densidad tras la incidencia de un pulso láser, no obstante este proceso puede extenderse para el caso de un objetivo sólido de mayor densidad, que es el caso de este trabajo y aunque con ciertas diferencias existen efectos que pueden hacer más o menos eficiente esta interacción.

Tras la incidencia de un pulso láser sobre un blanco sólido se tienen tres posibles casos; en primer lugar, si no existe un preplasma sobre la superficie del blanco, el haz que incide oblicuamente sobre la superficie del material con un ángulo finito ioniza el área de incidencia, por un lado se separan iones y electrones libres y se produce una aceleración de los electrones hacia afuera y dentro del plasma, llegando algunos a penetrar el objetivo (*hot electrons*) y depositar su energía en el interior quedando fuera del alcance del campo eléctrico, este proceso produce un calentamiento en el material y se conoce como *aceleración de electrones de Brunel* [20], en particular los protones del material también son impulsados por los electrones de Brunel debido a que se crea una fuerte separación de cargas que establece un campo electrostático en la superficie del blanco; este mecanismo a su vez se conoce como “Target Normal Sheath Acceleration” (TNSA) y se da principalmente en objetivos muy delgados. Un segundo caso puede darse si existe un preplasma con una extensión finita sobre la superficie del blanco, en este caso el haz puede propagarse a través del plasma hasta cierta profundidad si la densidad del plasma alcanza la densidad crítica o bien el pulso puede reflejarse o absorberse en el medio por el mecanismo de absorción resonante. Por último, en un tercer caso puede ocurrir que exista un preplasma lo suficientemente extenso como para darse el proceso descrito en la sección anterior, el pulso láser produce una oscilación en el plasma (*wakefield*), acelerando las cargas libres y produciéndose posiblemente autoenfoque; en este caso, los electrones que son acelerados y que logran escapar de la ola del plasma son desacelerados en la superficie del objetivo sólido mediante mecanismos principalmente colisionales generando dos

tipos de pulsos ultracortos, emisión de rayos-X característicos del material y rayos-X duros producidos por el frenado de cargas o Bremsstrahlung.

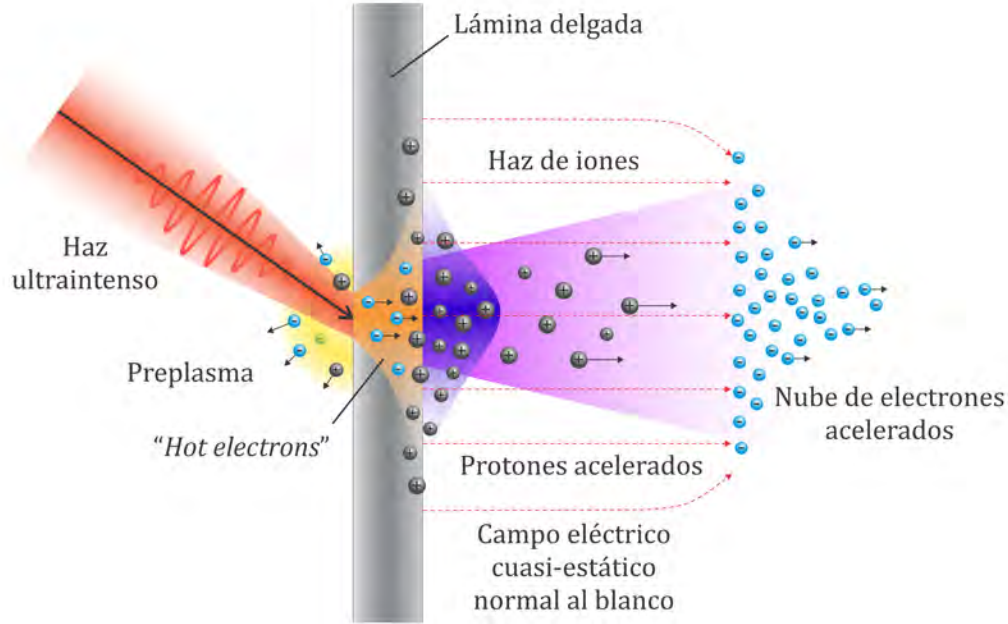


Figura 1.10: Target Normal Sheath Acceleration (TNSA).

En objetivos sólidos de mayor espesor también se identifican dos mecanismos básicos de generación de radiación; como describen *F. Quéré, C. Thaury, et al. (2008)*[21], la generación de armónicos de alto orden (HHG) a partir de espejos plasma relativistas (ROM). Inicialmente un blanco sólido iluminado por un haz ultraintenso ioniza el material creando un plasma denso formando una interfaz plasma-vacío que puede actuar como espejo, tras los pulsos subsecuentes, el plasma se ve afectado por la fuerza del campo del láser y comienza a oscilar alrededor de una posición de reposo con una energía cinética ponderomotriz  $U_p$ . Como la intensidad del campo eléctrico es demasiado alta, el potencial  $U_p$  supera la energía de reposo del electrón (511 keV) y el movimiento de las cargas en el plasma se vuelve relativista, por lo que el plasma comienza a oscilar a una fracción de la longitud de onda del láser durante cada ciclo óptico, resultando en una distorsión periódica de la forma de onda reflejada y por lo tanto en la generación de armónicos; esto se da para irradiancias arriba de  $I\lambda^2 = 1.3 \times 10^{18} W cm^{-2} \mu m^2$ . Por lo que los electrones al ser acelerados en el medio emiten pulsos de radiación en forma de armónicos de mayor frecuencia a la del láser los cuales tienen una duración más corta, del orden temporal de attosegundos ( $10^{-18}s$ )[18, 21, 22], que se encuentran en la región espectral de los XUV y rayos-x blandos.



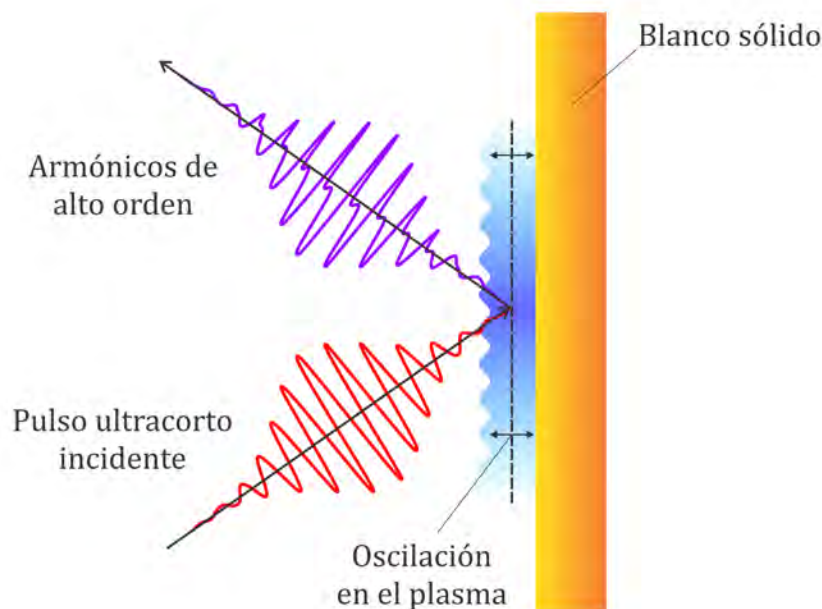


Figura 1.11: Generación de armónicos de alto orden. (McKenna. P, Neely. D, et al., 2013)

Los electrones acelerados alcanzan energías relativistas y emiten radiación delante del objetivo en un cono con una apertura que decrece con la energía. Los fotones emitidos también pueden ser reabsorbidos por otro blanco en su camino, especialmente aquellos del espectro con poca energía[23]. Por otro lado, el ángulo de incidencia del haz sobre la superficie del blanco debe ser oblicua para hacer más eficiente la generación de rayos-X, experimentalmente se reportan ángulos entre  $40^\circ$  y  $50^\circ$ . Para el caso de una incidencia normal al blanco, los electrones libres son devueltos al plasma y no son posibles procesos de absorción resonante y no resonante, además el pulso debe tener polarización  $P$  (paralela al plano de incidencia) para que los electrones oscilen fuera del plasma y regresen en un patrón coherente generando los armónicos de alto orden[21]. Esta dependencia entre la polarización y la emisión coherente de los electrones ha sido demostrada experimental y teóricamente.

Como se ha descrito en párrafos anteriores, el proceso de interacción del láser con un plasma de mayor densidad, da lugar a la generación de dos tipos de radiación, rayos-x “blandos” y rayos-x “duros”, los primeros tienen energías que van de aproximadamente 0.1 keV hasta unos cuantos kiloelectronvoltios y los segundos tienen energías de varios keV hasta megaelectronvoltios (MeV).

### 1.2.3. Emisión de rayos-X característicos

La aceleración de los electrones libres en un plasma por un campo eléctrico ultra-intenso tiene como objetivo impulsar los electrones fuera del material en una etapa

inicial y posteriormente reinyectarlos de regreso al blanco con una mayor energía. La colisión de estos electrones rápidos con los iones del material puede producir un espectro amplio de rayos X a través de dos procesos diferentes, la emisión de rayos X característicos en una transición electrónica particular del material y por otro lado emisión de radiación de frenado o Bremsstrahlung.

Por un lado, un electrón acelerado por un pulso láser con la energía suficiente puede arrancar un electrón atómico durante una colisión dejando un hueco en uno de los niveles energéticos inferiores de los átomos del material, por lo que los electrones de capas superiores al cabo de un tiempo decaerán al estado de menor energía emitiendo un fotón característico; en estos procesos generalmente se emplean blancos pesados, cuya diferencia entre sus niveles electrónicos tienen energías que se sitúan en la región de los rayos X.

La nomenclatura para referirse a estos rayos X característicos está en función de la transición entre la capa inicial y final del átomo. Si el nivel al que decaen los electrones es el nivel fundamental  $n = 1$  la transición es de tipo  $K$ , las transiciones a  $n = 2$  corresponden a la capa  $L$  y así sucesivamente para las capas  $M$  y  $N$ . Por otro lado, si en la transición existe un nivel de diferencia, por ejemplo de  $n = 2 \rightarrow 1$ , la transición se nombra  $\alpha$ , si existen dos niveles de diferencia la transición es de tipo  $\beta$ , y  $\gamma$  o  $\delta$  sucesivamente. De este modo se identifican las transiciones como  $K_\alpha$ ,  $K_\beta$ ,  $K_\gamma$  respectivamente. El esquema de la figura (1.12), replicado del sitio: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/> ilustra perfectamente este proceso[24].

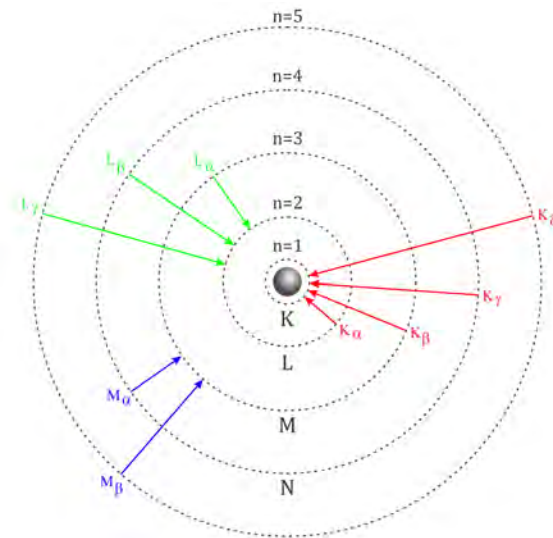


Figura 1.12: Transiciones electrónicas en niveles atómicos inferiores (<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbasees/quantum/xterm.html>).

El espectro de rayos X característico de cada material será diferente debido a la diferencia en la estructura de los niveles atómicos; en este trabajo se empleó cobre

(Cu) que posee dos líneas espectrales características  $K_\alpha$  y  $K_\beta$  correspondientes a energías de 8.047 keV y 8.904 KeV (0.154 y 0.139 nm respectivamente). La siguiente tabla muestra los valores de las energías  $K_\alpha$  y  $K_\beta$  de algunos elementos para su comparación.

Material	$K_\alpha$ [keV]	$K_\beta$ [keV]
Mo	17,478	19,607
Zn	8,638	9,571
<b>Cu</b>	<b>8,047</b>	<b>8,904</b>
Ni	7,477	8,264
Al	1,487	1,553

Tabla 1.1: Energías  $K_\alpha$  y  $K_\beta$  de distintos elementos. (<https://www.physics.nist.gov/PhysRefData/XrayTrans/Html/search.html>)

El segundo mecanismo por el que se emite radiación en la interacción láser-plasma es la radiación de frenado o Bremsstrahlung, los electrones libres acelerados en el medio se van desacelerando por medio de colisiones inelásticas y en cada interacción pierden energía, parte de ella es depositada en los electrones de capas externas y otra parte es emitida como rayos-X. El espectro de rayos-X dejado por el Bremsstrahlung depende fuertemente del número atómico del blanco, una fórmula empírica que describe la pérdida de energía por una partícula cargada que atraviesa un medio es la fórmula de *Bethe-Bloch* como:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{N_A z^2 Z}{A} \cdot \frac{r_e^2}{\beta^2} \cdot \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I(1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (1.26)$$

Donde  $N_A$  es el número de Avogadro,  $z$  es la carga en múltiplos del electrón,  $Z$  es el número atómico,  $A$  es la masa atómica relativa,  $r_e$  es el radio clásico del electrón,  $\beta = v/c$  donde  $v$  es la velocidad del electrón acelerado,  $\gamma$  es el factor de Lorentz e  $I$  es el potencial de ionización del material. El espectro de rayos-X resultante de esta interacción en un objetivo sólido es la suma de estos dos mecanismos, el espectro discreto de fotones de rayos-X característicos, con una anchura de línea y un continuo debido al Bremsstrahlung[19].

# Capítulo 2

## Montaje experimental

En este capítulo se describe a detalle el arreglo experimental y las generalidades de cada uno de los instrumentos que lo componen; este trabajo se ha llevado a cabo en el Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología de la UNAM (ICAT) en el laboratorio de óptica aplicada (P-018), en él se han obtenido los espectros de rayos-X de un blanco de cobre (Cu) rotatorio al hacer incidir un haz láser pulsado de alta potencia sobre el mismo.

### 2.1. Diseño del experimento

La disposición de cada elemento del experimento se muestra en la figura (2.1). El corazón de este trabajo es el sistema de pulsos láser amplificado PHAROS modelo PH1-20-0400-10-N0-B de la empresa *Light Conversion*, un láser de estado sólido de Potasio Gadolinio Tungstato, dopado con Iterbio (Yb:KGW); la siguiente tabla resume las principales características de este láser.

Modelo	PHAROS PH1-20
Potencia promedio máxima	20 W
Duración del pulso	290 fs
Rango de duración del pulso	290 fs - 10 ps
Energía por pulso máxima	0.4 mJ
Tasa de repetición	1 kHz - 1 MHz
Selección de pulsos	División de la tasa de repetición (Pulse Picker)
Longitud de onda central	1028nm $\pm$ 5nm
Polarización	Lineal - Horizontal
Calidad del haz $M^2$	$M_x^2 < 1.2$ , $M_y^2 < 1.2$
Perfil del haz	$\sim$ Gaussiano
Anchura del haz	$d_x \sim 4.6$ mm, $d_y \sim 4.8$ mm

Tabla 2.1: Especificaciones del sistema láser PHAROS

La energía por pulso, la potencia promedio y la tasa de repetición pueden variarse

a través del software controlador del láser. A la salida del láser, el haz con polarización lineal horizontal P se levanta 15 cm sobre la superficie de la mesa de trabajo mediante dos espejos y se direcciona hacia el blanco de Cu por medio de un tercer espejo; después de este espejo se colocan dos diafragmas con el propósito de mantener alineado el haz. Para enfocar el haz sobre el blanco se empleó una lente de  $f = 10$  cm, la razón para usar esta lente es su rango de Rayleigh  $z_R$  que, al ser mayor permite mantener la superficie del blanco de Cu siempre sobre el foco de la lente (fig. 2.4), a pesar de las irregularidades de la superficie por el efecto de “wobbling”.

El haz con polarización P (paralela al plano de propagación) incide sobre la superficie del blanco con un ángulo  $\phi + \theta \approx 55^\circ$  para que, naturalmente los electrones libres sean sacados y devueltos al blanco por el pulso como si se tratase de proyectiles y sea más eficiente la interacción de los electrones libres con los iones del material. Por otro lado, como es indispensable que el haz incida siempre sobre una superficie limpia es necesario desplazar el blanco de Cu, para esto se montó el blanco sobre una platina de posicionamiento *Thorlabs*, el blanco se desplaza en las direcciones XYZ hasta 12 mm mediante tres actuadores motorizados Z812B de *Thorlabs*; la velocidad de desplazamiento máxima de estos actuadores es de 2.6 mm/s, que en la práctica no es lo suficientemente rápido para hacer incidir cada pulso en un área limpia del Cu, para esto se colocó sobre la platina un motor Brushless A2212/13T 1000kV que hace girar la placa lo necesario para que los pulsos no se encimen sobre la superficie.

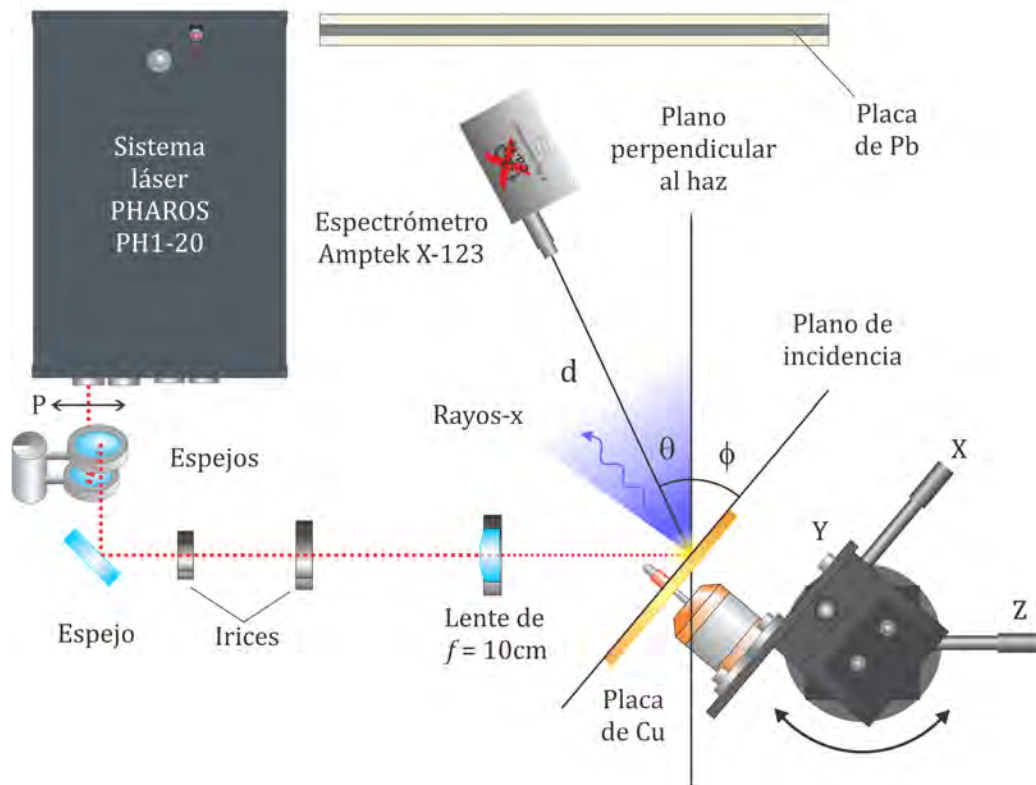


Figura 2.1: Arreglo experimental para la generación de rayos-X en un objetivo de Cu vía plasma impulsado por láser.

El plasma generado es expulsado delante del blanco donde se colocó un medidor de rayos-X Amptek X-123 de CdTe a diferentes ángulos  $\theta$  y a distintas distancias  $d$  del punto de incidencia del haz. Los espectros son obtenidos mediante el software del espectrometro Amptek y cada medición dura apenas unas decenas de segundos. Como medida de protección se colocó una barrera de plomo entre el experimento y el lugar donde se toman las mediciones.

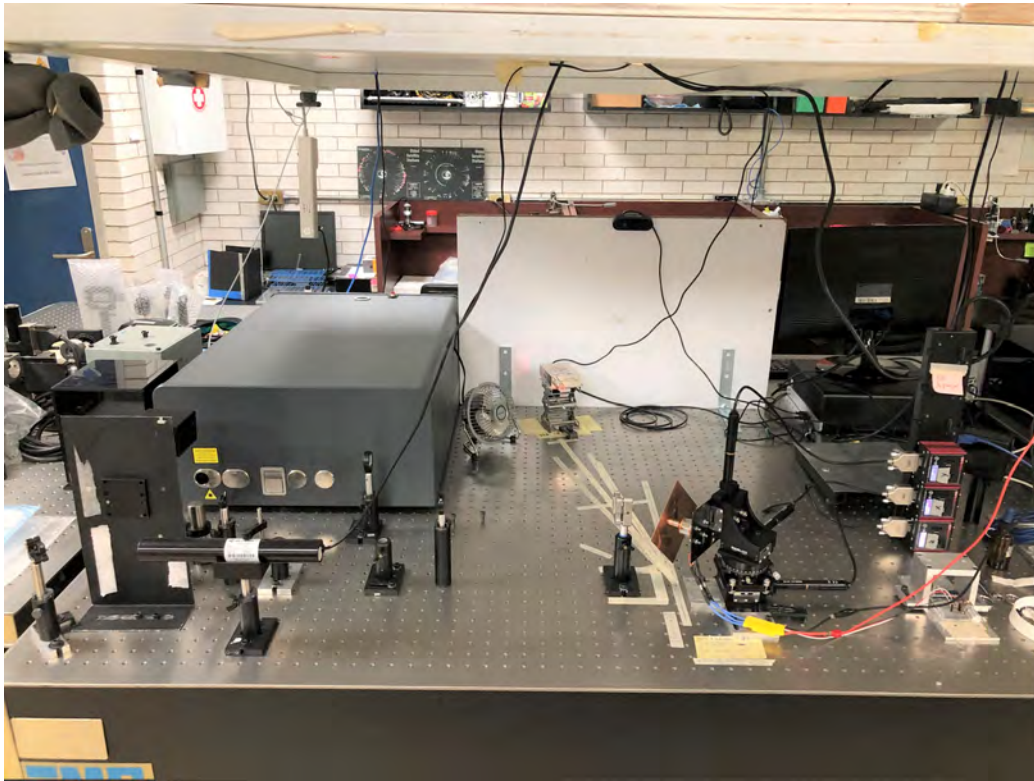


Figura 2.2: Experimento montado en el laboratorio de *Óptica no lineal* del Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología de la UNAM.

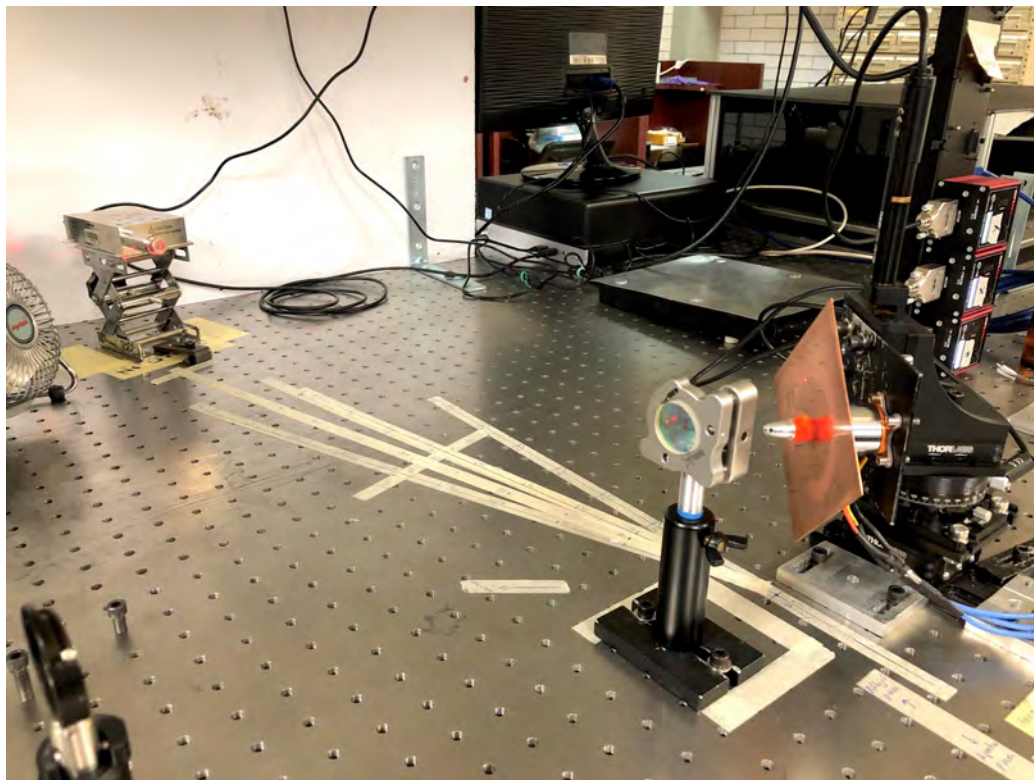


Figura 2.3: Espectrometro Amptek y blanco de Cu montado sobre un motor Brushless y una platina de desplazamiento.

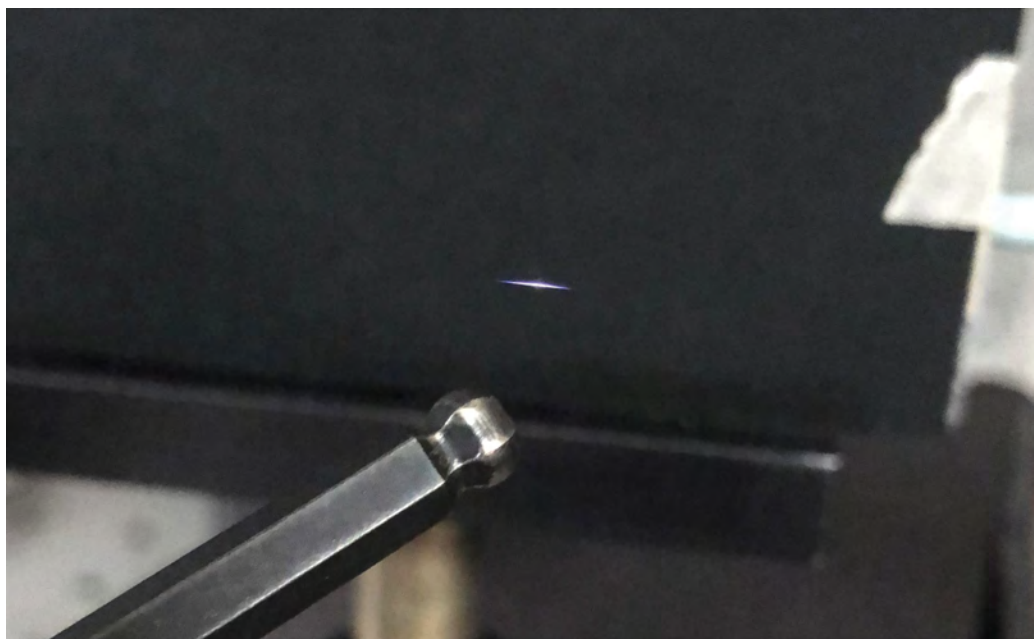


Figura 2.4: Plasma producido en el aire con una lente de  $f = 10\text{cm}$ .

## 2.2. Instrumentación

En esta sección se exponen las características principales de cada uno de los elementos del experimento de acuerdo a los manuales de usuario y a los principios básicos de operación. Se detallan los componentes del sistema láser PHAROS, se describe el funcionamiento del espectrómetro Amptek X-123 CdTe y se muestra el diseño del dispositivo empleado para desplazar el blanco de Cu.

### 2.2.1. Sistema de pulsos láser PHAROS

De acuerdo con el manual de usuario, el sistema de pulsos láser PHAROS PH1-20, de la marca *Light Conversion*, es un dispositivo controlado electrónicamente utilizado para generar pulsos ultra cortos de radiación electromagnética coherente. Entre sus usos, micro-maquinado, corte y ablación de material o espectroscopía ultrarrápida, este trabajo tiene como objetivo su aplicación en el área de óptica no lineal.

Los componentes internos de este dispositivo constan de un sistema láser compacto de alta tasa de repetición de femtosegundos basado en la técnica de amplificación de pulsos con modulación temporal de la frecuencia (CPA: “Chirped Pulse Amplification”) que utiliza un cristal de Yb:KGW (Iterbio) como medio activo, bombeado directamente por un diodo láser (LD) de 981 nm; este tipo de cristal contiene iones de  $Yb^{3+}$  que cuando son estimulados emiten luz monocromática en el infrarrojo cercano (1023-1060 nm).

El sistema láser PHAROS consiste de un oscilador (OSC), un amplificador regenerativo (RA), un compresor “stretcher” (S-C por sus siglas en inglés), un Chiller y una fuente de alimentación (PSU: “Power Supply Unit”) que provee de corriente eléctrica a los diodos láser. El sistema incluye un selector de pulsos (PP: “Pulse-Picker”) electro-óptico para el control de pulsos a la salida y mejora de contraste. La operación del sistema es controlada automáticamente por un módulo electrónico de temporización (TEM).

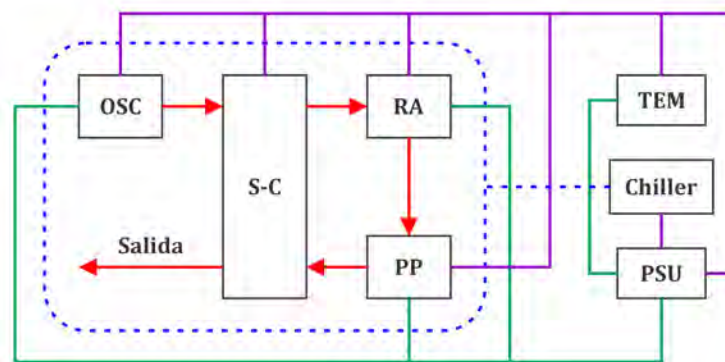


Figura 2.5: Diseño del sistema láser Pharos. (PHAROS Burst User´s Manual. 2019).



El sistema en general es controlado por medio del software comercial instalado en una computadora exclusiva para el láser cuya comunicación es vía USB. La comunicación entre cada uno de los módulos se representa en la figura (2.5), los cuales son enfriados por un flujo de agua tridestilada a través del chiller, asegurando una estabilidad mecánica independiente de las condiciones ambientales.

Por un lado, el oscilador (OSC) emplea una cavidad con el medio activo bombeado continuamente por unos módulos LD de alta luminosidad. Es en la cavidad donde se genera el tren de pulsos de femtosegundos de alta tasa de repetición asegurado por el modo de bloqueo de la lente Kerr; todo esto controlado por el mismo software. La tasa de repetición de los pulsos del oscilador es típicamente de 76 MHz. La potencia a la salida del oscilador es estabilizada por medio de una función de bloqueo de potencia.

El amplificador regenerativo (RA) incorpora el medio activo bombeado por los módulos LD. Dentro de la cavidad del amplificador está dispuesta una célula Pockels que controla la inyección de pulsos y la extracción de los pulsos amplificados; el selector de pulsos (PP), que consiste de una segunda célula Pockels, puede ser usada para controlar cada pulso a la salida del RA y es utilizada principalmente para reducir la tasa de repetición sin cambiar la operación del RA.

Por otro lado, la técnica de amplificación de pulsos con modulación de la frecuencia (CPA) empleada por el sistema láser PHAROS consiste en aplicar una modulación de frecuencia gradual a un pulso láser antes de amplificarlo y comprimirlo para alcanzar potencias pico altas con una duración de pulso ultracorta. El ensanchador (S: stretcher) y el compresor (C) están dispuestos en el mismo módulo. La anchura del pulso resultante puede ser sintonizada cambiando la longitud del compresor. Para ajustar la duración del pulso se induce un “chirp” positivo o negativo desde un valor más corto del modelo, hasta un máximo de aproximadamente 10 ps. Este ajuste se puede realizar mediante una etapa de traslación motorizada controlada por medio del software del láser.

La operación de los módulos RA y PP son controlados por el TEM, cuyas funciones son:

- Sincronizar la operación del RA con los pulsos ópticos del oscilador.
- Controlar las compuertas ópticas del RA y el PP (las células Pockels).
- Proteger los componentes del RA de cualquier daño óptico.

Finalmente, el sistema láser incorpora un Chiller de agua tridestilada encargado de remover el exceso de calor del sistema láser para estabilizar la temperatura del cuerpo del láser. Las fluctuaciones térmicas pueden causar inestabilidad en cualquier sistema láser, como inestabilidad en la duración de los pulsos, de la potencia láser o incluso un mal funcionamiento del sistema en general.

### 2.2.2. Espectrómetro Amptek X-123 CdTe

De acuerdo con la guía de usuario, el espectrómetro de rayos-X Amptek X-123 CdTe es un dispositivo compacto que se divide en tres componentes principales, (1) el detector y pre-amplificador de rayos-X XR-100T-CdTe, (2) el procesador de pulsos digitales DP5 y MCA y una fuente de alimentación (3) PC5. El espectrómetro requiere de una alimentación de +5 VDC y la comunicación se lleva a cabo mediante un cable USB con una computadora, con lo que se pueden obtener espectros de rayos-X de alta calidad y de manera rápida.

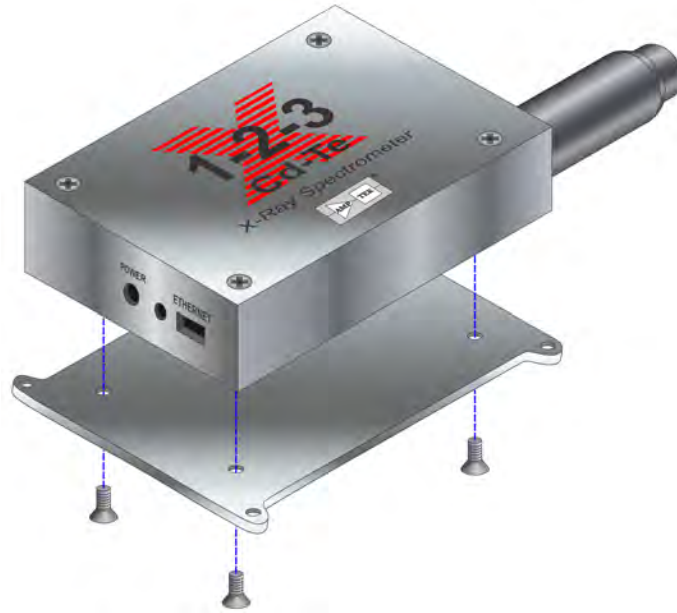


Figura 2.6: Espectrómetro Amptek X-123 CdTe. (X-123 User Manual Rev A0).

El espectrómetro utiliza diodo de cristal de CdTe como detector, el cual es montado sobre un enfriador termoeléctrico junto a un FET de entrada y acoplado a un pre-amplificador sensible a la carga. El enfriador termoeléctrico reduce el ruido electrónico en el detector y en el pre-amplificador sin ser perceptible para el usuario, además opera a temperatura ambiente.

La figura 2.7 muestra el diagrama de bloques del espectrómetro, en un primera etapa se encuentra el detector de CdTe cuya señal pasa al procesador de pulsos DP5, un procesador de pulsos digitales de segunda generación (DPP) que reemplaza tanto al amplificador de forma como al MCA que se encuentran en los sistemas analógicos. Por el hecho de ser un dispositivo digital este presenta un buen desempeño, mejor resolución y mayor rango de detección. El DPP digitaliza la salida del pre-amplificador, procesa digitalmente la señal en tiempo real y almacena los datos en un histograma en su memoria. La adquisición y análisis de datos se lleva a cabo en una computadora con el software del fabricante.

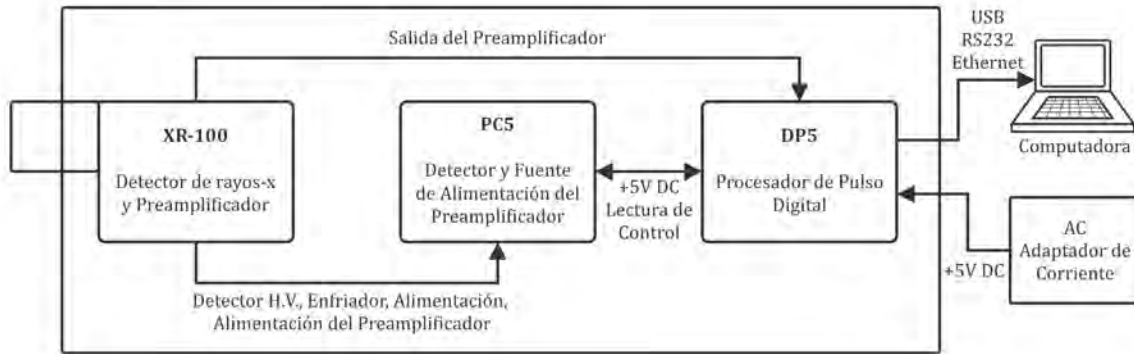


Figura 2.7: Diagrama de bloques del espectrómetro Amptek X-123. (X-123 User Manual Rev A0).

El diodo detector de CdTe consiste de dos contactos planos paralelos y en medio de ellos un cristal de CdTe con un campo eléctrico uniforme en su interior; el principio de funcionamiento consiste en que cuando un fotón de rayo-x interacciona con el detector, ioniza el material generando un par electrón-hueco, el campo eléctrico mueve las cargas a su contacto respectivo produciendo un pulso de corriente eléctrica transitorio  $I(t)$  que fluye a través del diodo. La corriente es integrada en un condensador  $C_F$ , produciendo un voltaje proporcional a  $V(t) = \int I(t)dt$ .

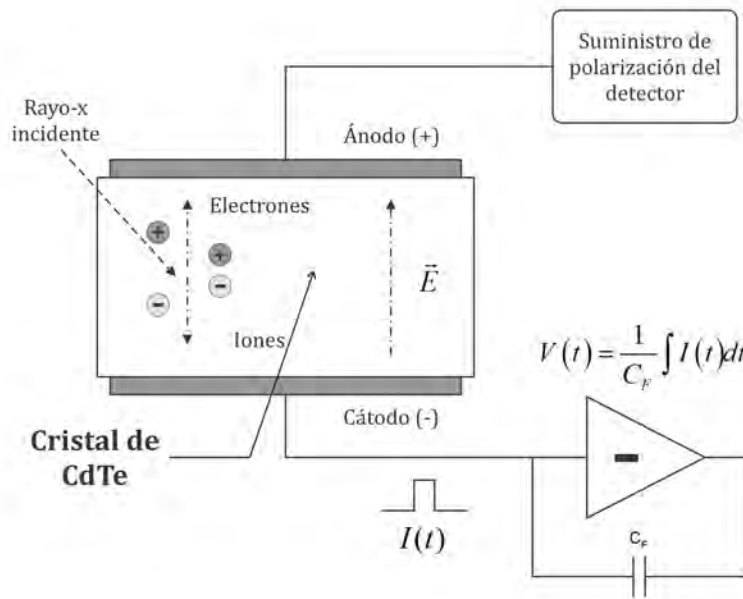


Figura 2.8: Esquema del diodo de CdTe. (X-123 User Manual Rev A0).

La carga  $Q_s$  de la señal es proporcional a la energía depositada; por ejemplo, en Si un par electrón-hueco es formado por una energía depositada de 3.4 eV. Un

rayo-X de 5.9 keV produce unos 1,640 pares electrón-hueco ( $2.6 \times 10^{-16}$  Coulombs). La electrónica que procesa la señal mide la carga (y por lo tanto la energía) depositada por cada rayo-x incidente. En una segunda etapa, la electrónica acumula el resultado de muchas interacciones discretas produciendo el espectro de energía, un histograma muestra cuantas interacciones (*total count rate*) depositaron energía en el detector.

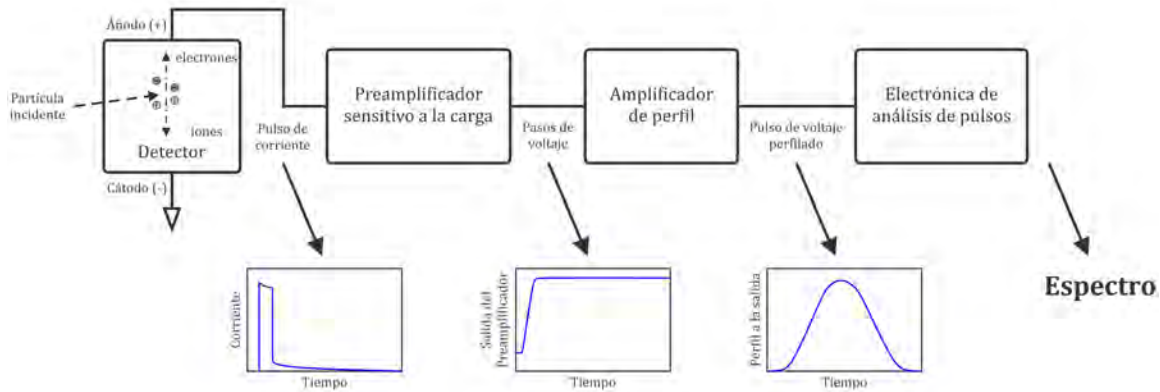


Figura 2.9: Diagrama esquemático del sistema de espectroscopia de rayos-x. (X-123 User Manual Rev A0).

En esta segunda etapa, el pulso de corriente producido por la interacción rayo-X detector, ingresa a un pre-amplificador sensible a la carga, el cual produce un salto de voltaje con amplitud  $\Delta V$  proporcional a la carga depositada. Para este espectrómetro, la conversión de ganancia es 1 mV/keV, por lo que estos saltos son de unos cuantos mV de magnitud. El “amplificador de perfil” (Shaping Amplifier) convierte la señal de salida del pre-amplificador en una forma adecuada para las mediciones, produciendo un pulso a la salida de altura  $V_{pico}$  proporcional a la carga depositada  $Q_s$ , por lo que la energía depositada es proporcional a la altura del pulso. El amplificador de perfil tiene tres roles principales: separar el salto  $\Delta V$  de la línea base, amplificar los valores de  $\Delta V$  en un rango que puedan digitalizarse precisamente y filtrar el ruido electrónico aleatorio.

La electrónica de análisis de pulsos usa la medición de la altura de los pulsos para producir el espectro y a su vez incluye una lógica para aceptar o rechazar “eventos” aplicando diferentes criterios para obtener un numero total de cuentas lo más preciso. En algunos casos es necesario agregar un atenuador para reducir la saturación en el detector en la región de bajas energías y reducir problemas de *pile-up*; este error ocurre cuando dos o más partículas llegan al detector al mismo tiempo y son detectadas en el mismo instante. En la práctica, durante la primera detección de un fotón, transcurre un intervalo de tiempo denominado “*dead time*” o tiempo muerto, tras el cual, si otra partícula incide, el detector no podrá diferenciarlas y dará una señal que será la suma parcial o total de cada una de las interacciones, dando lugar a *pile-ups* dobles o triples, siendo estos últimos cada vez menos probables. Como los procesos de interacción láser-materia son del orden de femtosegundos, menor al tiempo muerto empleado en

el detector, no debería observarse este problema, sin embargo los espectros mostrados integran cada una de las interacciones por lo que los problemas de *pile-up* pueden irse apilando y mostrarse en el espectro; este problema es más notorio con los picos característicos de las transiciones  $k\alpha$  y  $k\beta$  [19].

El corazón de este espectrómetro es el detector diodo de CdTe que se muestra en la siguiente figura (fig. 2.10); de acuerdo con el modelo, estos diodos tienen un área de 9 a 25  $mm^2$  y un espesor de 1 mm. El detector se encuentra rodeado de diferentes componentes clave, como un pre-amplificador y un FET; la lámina de CdTe está montada sobre un sustrato y un enfriador termoeléctrico (“*cooler*”) que puede alcanzar un diferencial de temperatura de 85°C reduciendo el ruido eléctrico. Además posee un monitor de temperatura sobre el sustrato para mantener una temperatura estable en el detector. Al interior de la carcasa del detector (TO-8) se emplea un vacío para alcanzar esta diferencia de temperatura  $\Delta T$ . El calor extraído por el enfriador es conducido por la montura. Todo el cuerpo del detector se encuentra montado tras una pequeña ventana de Be.

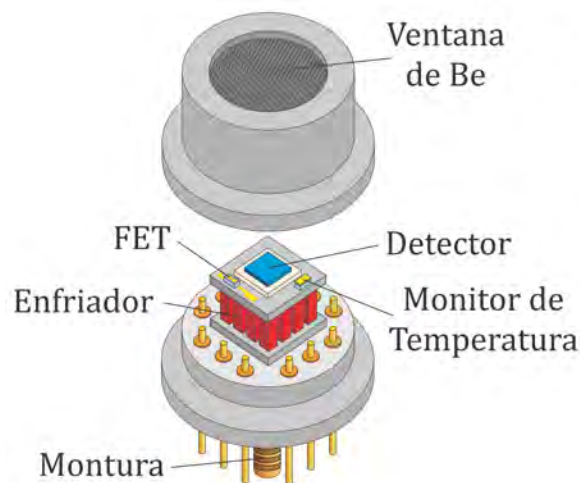


Figura 2.10: Cabezal del sensor que contiene la lámina detectora de CdTe. (X-123 User Manual Rev A0).

La eficiencia en la detección en este tipo de sensores se basa en el atrapamiento de carga producido por el efecto fotoeléctrico en el material; el diodo de CdTe es un semiconductor que por su alto número atómico  $Z$  favorece este efecto. La figura 2.11 muestra la curva de eficiencia del sensor en función de la energía; la eficiencia es  $\sim 100\%$  de 10 a 60 keV mientras que a bajas energía los rayos-X son detenidos por la ventana de Be, por lo que la eficiencia está limitada a esta; en el otro extremo, a altas energías la eficiencia está limitada por la probabilidad de interacción en el CdTe ya que muchos rayos-x atraviesan el sensor sin interactuar.

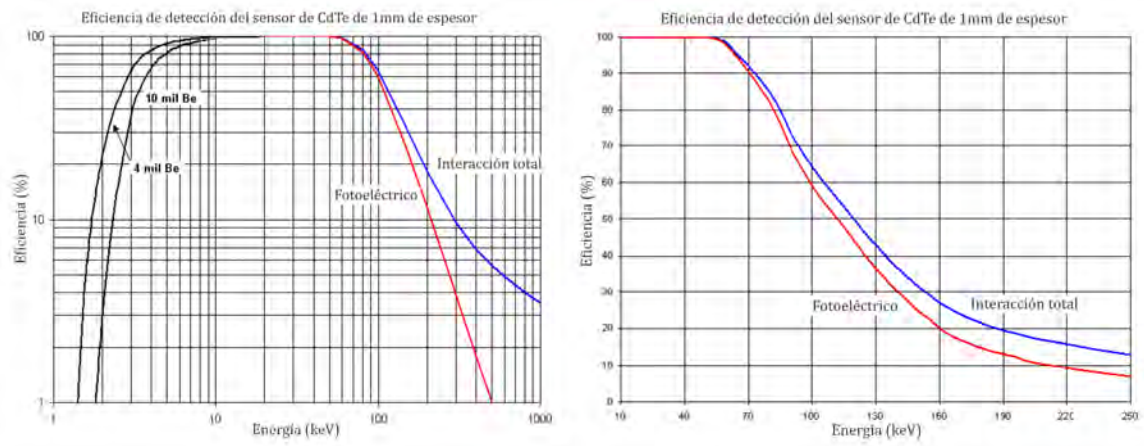


Figura 2.11: Curva de eficiencia del detector de CdTe en función de la energía de los fotones incidentes. (X-123 User Manual Rev A0).

### 2.2.3. Dispositivo para desplazar el blanco

Se montó un dispositivo para refrescar la superficie del blanco de Cu de la incidencia de cada pulso láser el cual permite realizar desplazamientos lineales y circulares. Este sistema consta de dos elementos principales, una platina de traslación XYZ de la marca *Thorlabs* que emplea tres actuadores motorizados Z812B para desplazar el blanco en los ejes XYZ de manera remota y por otro lado un motor Brushless A2212/13T 1000kV para hacer rotar el objetivo sobre el eje Z. Para los desplazamientos lineales, el recorrido máximo de los actuadores es de 12 mm a una velocidad máxima de 2.6 mm/s y para rotar el blanco, el número de revoluciones del motor depende del voltaje aplicado, en este caso el motor da 1000 revoluciones por voltio aplicado. El blanco consta de una placa de Cu que se perfora en el centro y se atornilla al motor; la figura 2.12 muestra un diagrama de este dispositivo.

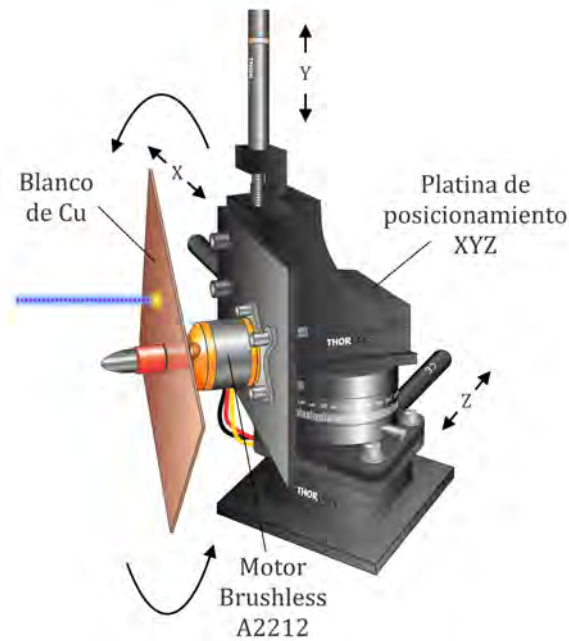


Figura 2.12: Dispositivo para desplazar el blanco de Cu.

Por medio de la platina, sobre el eje Z se posiciona el blanco alrededor del foco de la lente de  $f = 10$  cm y en el plano XY se desplaza el objetivo para refrescar la zona de incidencia del haz. Como la velocidad de desplazamiento de los actuadores es demasiado pequeña, es necesario ajustar la tasa de repetición del láser por debajo de 50 Hz para que cada pulso incida sobre un área limpia de la superficie del Cu, sin embargo se observa que el flujo de fotones  $K\alpha$  para esa tasa de repetición no es lo suficientemente grande para verse en el espectro por lo que se hace rotar el blanco a mayor velocidad; en este trabajo se suministró un voltaje mínimo de 7.2 V, de este modo se pueden usar tasas de repetición mayores.

### 2.3. Obtención de los espectros

La obtención de los espectros de rayos-X característicos del Cu se llevo a cabo mediante dos procedimientos distintos, desplazando el objetivo linealmente y desplazando el objetivo a la vez que se hace rotar la placa para lo cual es necesario colocar el objetivo lo más cercano al foco de la lente. En primer lugar se fija el blanco en una posición cualquiera sobre el eje Z y se hace incidir el haz sobre su superficie desplazándolo sobre el eje Y o el eje X, de extremo a extremo completando el recorrido del actuador; después se hace otra corrida en otra posición del eje Z y al cabo de varias repeticiones se observan los patrones que dejó a su paso el haz sobre la superficie del blanco. El patrón más delgado es la posición en la que la placa se encuentra más cercana al foco de la lente. La figura 2.13 muestra las marcas sobre la superficie del blanco dejadas por la incidencia del haz en distintas posiciones en el eje Z.

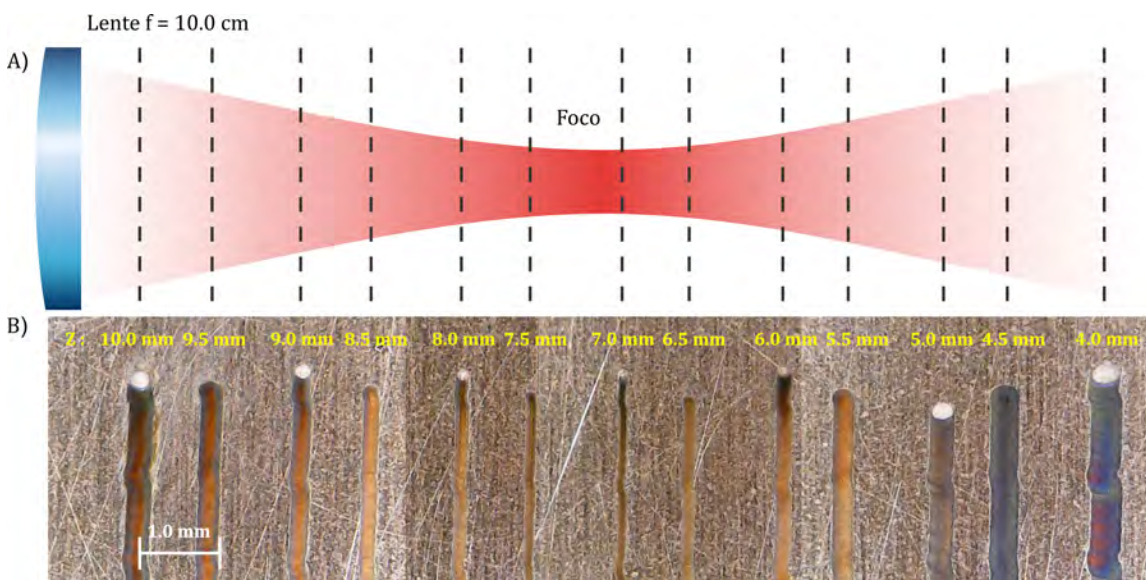


Figura 2.13: A) Diagrama de la posición de la placa (línea punteada) alrededor del foco. B) Fotografía de la superficie del blanco de Cu después de la incidencia del haz láser a distintas posiciones alrededor del foco. Como muestra la imagen, la posición más cercana a la lente es en  $z = 10.0 \text{ mm}$ .

Una vez identificado el foco, se obtuvieron los espectros del Cu desplazando la placa linealmente a distintas tasas de repetición; para que cada pulso incida en un área limpia se ajusta la tasa de repetición por debajo de 50 Hz, la figura 2.14 muestra el patrón dejado por el haz en cada corrida.



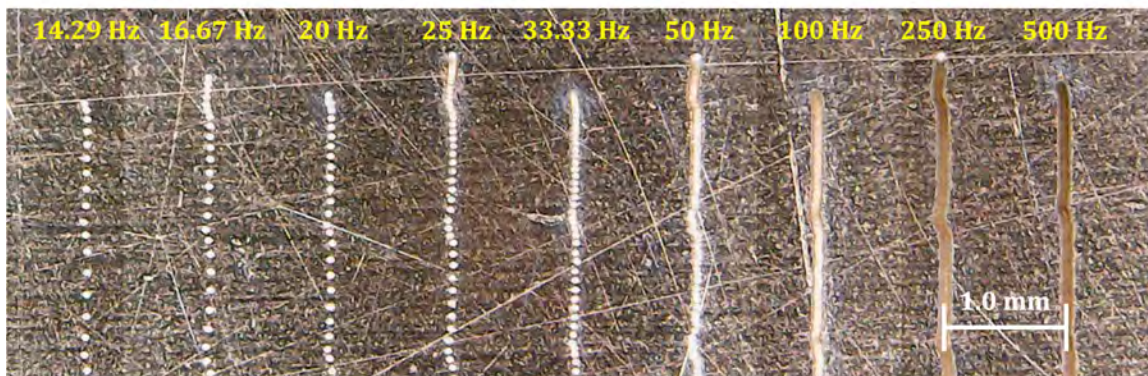


Figura 2.14: Incidencia del haz de pulsos láser a distintas tasas de repetición.

Como segundo método, se hace rotar el blanco a 9,300 RPM y se prueban distintas tasas de repetición; la figura 2.15 muestra el patrón en forma de espiral dejado por el haz en la superficie del Cu a una tasa de repetición de 10 kHz.

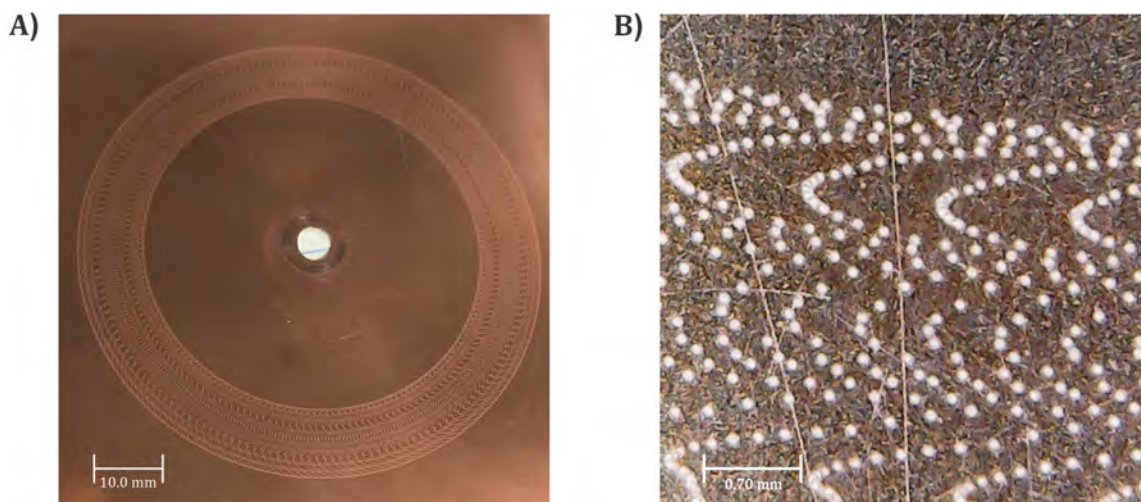


Figura 2.15: Patrón dejado por el haz de pulsos en el blanco de Cu rotatorio. A) fotografía de la placa de Cu e B) imagen al microscopio de la misma.

Al hacer rotar el blanco a 9,300 RPM, es posible aumentar la tasa de repetición hasta 25 kHz sin que los pulsos incidan en la misma superficie del Cu; sin embargo, la velocidad de desplazamiento lineal en el actuador va disminuyendo en los extremos del recorrido, por lo que puede que en esa región los pulsos se encimen, no obstante esto no tiene gran efecto en el espectro final. Los espectros obtenidos por cada uno de estos métodos se muestran en la sección de resultados.

# Capítulo 3

## Resultados Experimentales

En esta sección se presentan los espectros de rayos-X emitidos por el blanco de Cu obtenidos por dos métodos distintos, desplazando el objetivo linealmente a tasas de repetición bajas y haciendo rotar el objetivo alrededor de 7,000 RPM para trabajar a tasas de repetición altas. También se comparan los espectros obtenidos a diferentes posiciones del objetivo alrededor del foco del haz, el efecto de colocar filtros de Al entre el objetivo y el detector y los espectros obtenidos con diferentes energías por pulso; finalmente se comparan los espectros con los resultados del trabajo publicado en [1] y se hacen algunos comentarios sobre el detector Amptek X-123 de CdTe.

### 3.1. Espectros desplazando el blanco linealmente

Ya que la velocidad máxima de desplazamiento de los actuadores es de 2.6 mm/s, se tiene que trabajar con un haz a bajas tasas de repetición para evitar que pulsos sucesivos incidan sobre la misma superficie. La figura (3.1) muestra los espectros de rayos-X del Cu obtenidos a distintas posiciones  $z$  alrededor del foco; como se puede ver en la figura (2.13), la posición del foco respecto a la posición de la platina se encuentra entre  $z = 7.0\text{ mm}$  y  $z = 7.5\text{ mm}$  para una lente de  $f = 10.0\text{ cm}$ ; el tiempo de obtención de cada espectro es el tiempo que le tomó al actuador realizar un recorrido completo de  $y = 0.0\text{ mm}$  a  $y = 12.0\text{ mm}$ , que corresponde a aproximadamente 7 s. La tabla (3.1) muestra los parámetros que se usaron en el láser y la posición del espectrometro Amptek para la obtención de estos espectros.

Parámetros del láser		
Potencia promedio [W]	Energía por pulso [ $\mu J$ ]	Tasa de Repetición [KHz]
0.2	400	0.5
Posición del espectrometro		
d [cm]	$\theta$ [°]	Altura [cm]
60.0	15	12.0

Tabla 3.1: Parámetros del láser y posición del espectrometro.

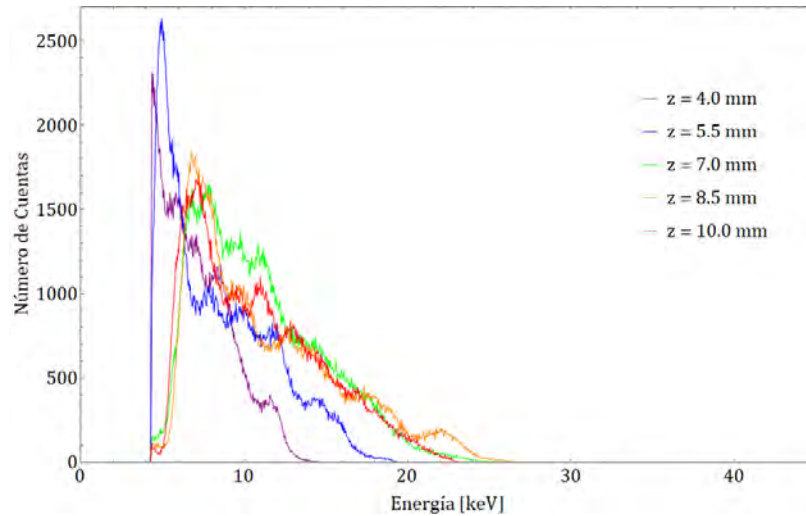


Figura 3.1: Espectros de rayos-X emitidos por el blanco de Cu a diferentes posiciones alrededor del foco.

Al variar la posición del objetivo alrededor del foco del haz se obtuvieron diferentes espectros que no son reproducibles, en la figura (3.1) se muestran cinco espectros tomados bajo las mismas condiciones del láser. Desde este punto, los resultados que se presentan fueron obtenidos fijando la superficie del blanco en el foco del haz, en  $z = 7.0\text{ mm}$ . La figura (3.2) muestra cuatro espectros obtenidos a bajas tasas de repetición, en cada caso la potencia promedio varía pero la energía por pulso es la misma. A tasas de repetición bajas se observa una mayor emisión alrededor de 4 keV, que no corresponde a los valores esperados del Cu además de que el rango de energías es menor; para este caso, el flujo de fotones era bajo por lo que se tuvo que colocar el espectrómetro a 10.0 cm de distancia del blanco.

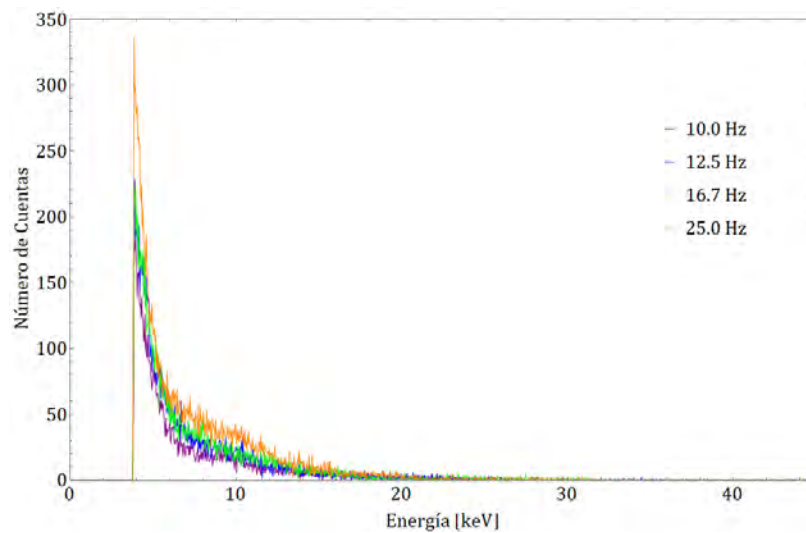


Figura 3.2: Espectros de rayos-X emitidos por el blanco de cobre (Cu) a diferentes tasas de repetición bajas.

### 3.2. Espectros rotando el blanco

Para aumentar el flujo de fotones emitidos por el blanco se tuvo que aumentar la tasa de repetición, para esto era necesario refrescar el área de incidencia de los pulsos láser a mayor velocidad y esto se logró haciendo rotar el blanco a por lo menos 9,000 RPM; la figura (3.3) muestra los espectros obtenidos a distintas tasas de repetición altas, para los espectros de 25 y 10 kHz se tuvieron que interponer laminas de Al entre el detector y el objetivo para atenuar la señal ya que esta saturaba la medición del espectrometro, sin embargo esto tiene un efecto en el espectro resultante que se comentará más adelante. De igual manera el tiempo de medición de cada espectro es de aproximadamente 7 s. Los parámetros que se emplearon para obtener estos espectros se muestran en la siguiente tabla:

Parámetros del láser		
Potencia promedio [W]	Energía por pulso [ $\mu J$ ]	Tasa de Repetición [KHz]
10.0	400	25.0
4.0	400	10.0
0.4	400	1.0
0.3	400	0.7
0.2	400	0.5
Posición del espectrometro		
d [cm]	$\theta$ [°]	Altura [cm]
60.0	15	12.0

Tabla 3.2: Parámetros del láser y posición del espectrometro.

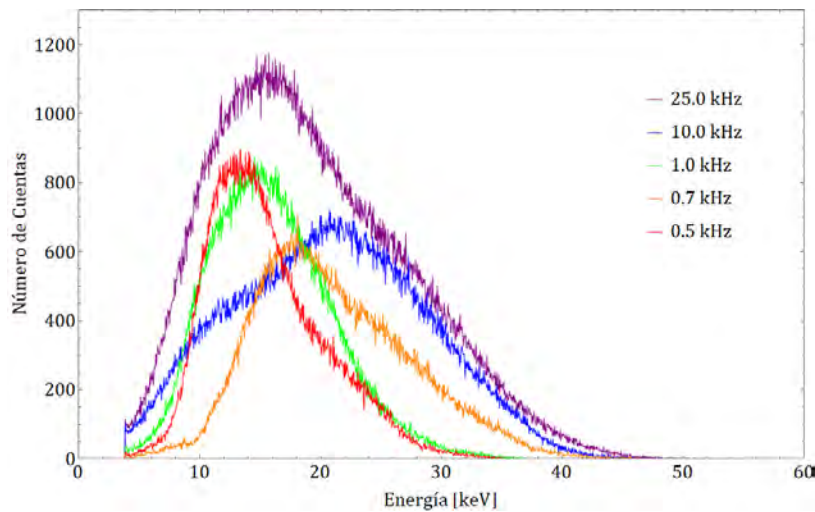


Figura 3.3: Espectros de rayos-X emitidos por el blanco Cu a diferentes tasas de repetición altas.

Con el fin de observar el efecto de interponer filtros de aluminio entre el blanco y el detector, en la figura (3.4) se muestran dos espectros obtenidos colocando una lámina delgada de Al entre el detector y el objetivo a dos distancias diferentes. Los parámetros empleados en estas pruebas son los mismos que se indican en la tabla (3.1).

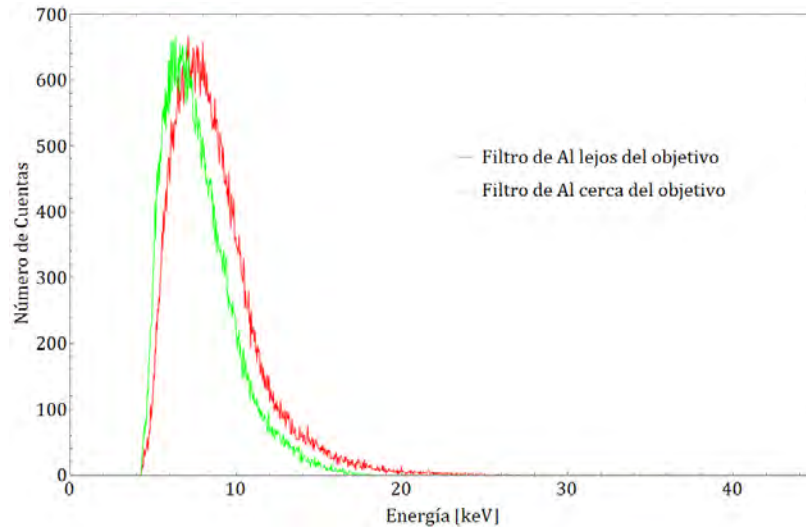


Figura 3.4: Espectros de rayos-X del Cu medidos por el detector Amptek con una lámina de Al filtrando la señal.

Como se observa en la figura anterior (3.4), los espectros que corresponden a una tasa de repetición de 0.5 kHz son completamente diferentes al espectro que se muestra en la figura (3.3) con la misma tasa de repetición; este cambio podría deberse a que la lámina de Al está produciendo algún tipo de dispersión sobre la fuente de rayos-X, ya que a mayor número de láminas de Al, del mismo grosor, se observó que la anchura del espectro era cada vez menor. También se puede observar que el espectro se desplaza ligeramente si el filtro se coloca lejos o cerca del objetivo y además, el número de cuentas disminuye ligeramente cuando se coloca el filtro, tomando un tiempo de medición de 7 s.

Para evitar este efecto sobre el espectro final, se decidió no usar ningún filtro de Al como se reporta en otros trabajos[1] y se optó por trabajar a una tasa de repetición ni tan alta ni tan baja, a 0.5 kHz. Tomando en cuenta las condiciones anteriores, se bajaron aún más las RPM a las que giraba el blanco, llegando a un mínimo de 7,000 RPM, empleando los valores que se indican en la tabla (3.1) se obtuvo el espectro de la figura (3.5). Este último espectro muestra un pico de emisión entre 8 y 10 keV, que corresponde a los valores característicos de las transiciones  $k\alpha$  y  $k\beta$  del Cu (8.04 y 8.92 keV respectivamente) y un continuo que se extiende hasta los 40 keV que corresponde a la emisión de frenado o Bremsstrahlung.

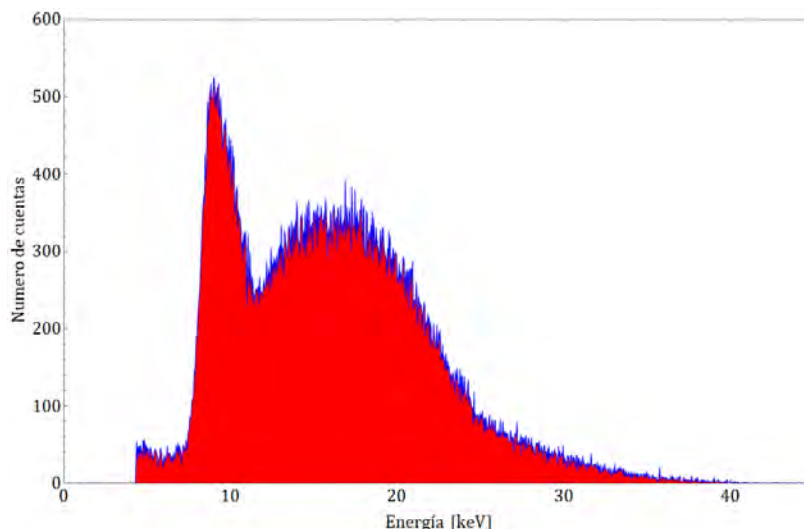


Figura 3.5: Espectro de rayos-X emitidos por el blanco de Cu.

De este modo se ha logrado obtener un espectro que muestra la contribución de dos mecanismos de emisión de rayos-X en un blanco de Cu. El tiempo de obtención de este espectro fue de entre 2 y 3 segundos, al aumentar el tiempo de incidencia del haz el espectro se extiende verticalmente aumentando el número de cuentas. Una vez encontradas las condiciones óptimas de trabajo, se obtuvieron más espectros variando la energía por pulso atenuando el haz. La figura (3.6) muestra varios espectros a distintas energías por pulso; los espectros a  $240 \mu J$  y a  $280 \mu J$  se midieron durante 3 segundos y el resto en 2 segundos, por lo que se puede apreciar una diferencia en el número de cuentas pero conservando la forma en cada caso. La obtención de espectros a energías por pulso menores a  $200 \mu J$  no produce el mismo resultado y es difícil observar los picos característicos del Cu.

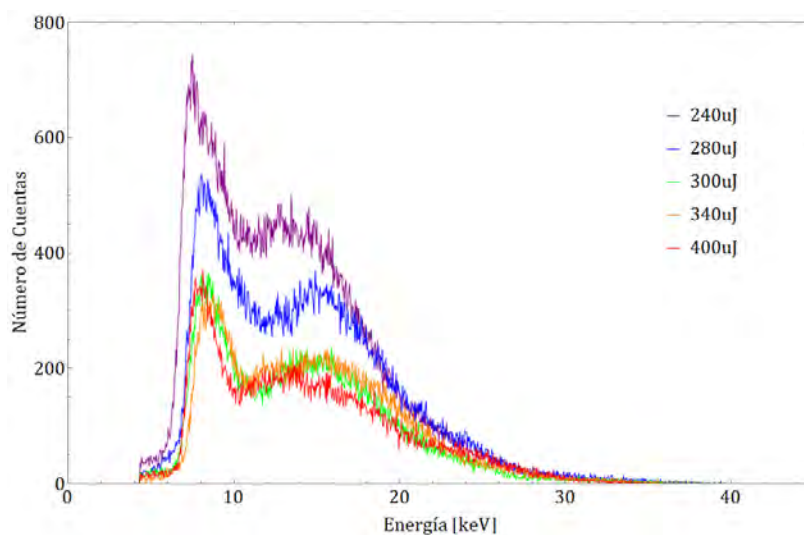


Figura 3.6: Espectros de rayos-X emitidos por el blanco de Cu a diferentes energías por pulso.

La figura (3.7) muestra un espectro tomado del artículo “*Generation of plasma X-ray sources via high repetition rate femtosecond laser pulses*”[1] que se obtuvo por el mismo método que el descrito en este trabajo, pero trabajando con parámetros del láser como potencia media de 20 W, energía por pulso de 400  $\mu\text{J}$  y una longitud de onda central de  $\lambda \approx 1026\text{ nm}$ , por otro lado rotando el blanco a 4700 RPM, colocando el espectrometro a  $15^\circ$  y a 25 cm de distancia del objetivo y utilizando varios filtros de Al de 95  $\mu\text{m}$  de espesor. Se observa que el espectro es muy similar a los expuestos en este trabajo, sin embargo este último fue obtenido con un espectrometro Amptek X-123 con detector de Si-PIN enfriado termoelectricamente, a diferencia del espectrometro Amptek X-123 con detector de CdTe empleado en nuestras mediciones.

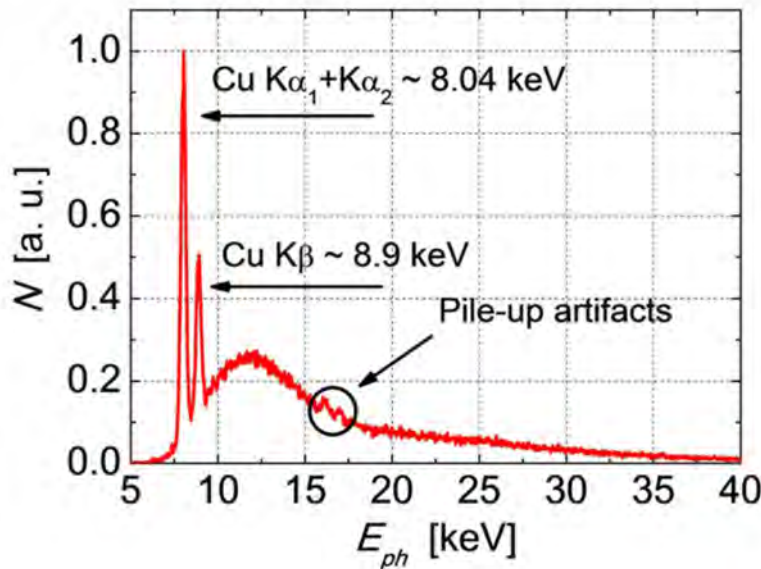


Figura 3.7: Espectro de rayos-X emitido por un blanco de Cu medido con un detector Amptek X-123 de Si-PIN [1].

En este último espectro se observan dos picos de emisión de rayos-X en los valores característicos del Cu,  $K\alpha$  y  $K\beta$ , lo que indica una diferencia en la resolución entre un sensor de Si-PIN y uno de CdTe. De este modo se han obtenido los mismos resultados sin emplear filtros de Al y trabajando a potencias promedio bajas.

### 3.3. Comentarios sobre el espectrometro Amptek X-123 de CdTe

Los espectros de rayos-X del Cu presentados en este trabajo fueron obtenidos por medio de un detector de Amptek X-123 de CdTe; de acuerdo con el sitio web del fabricante [28], la empresa fabrica dos tipos de sensores, uno basado en Si-PIN y otro en CdTe, según los cuales cada uno tiene ventajas sobre el otro en diversas

aplicaciones. Para energías menores a 25 keV, el sensor de Si-PIN es mejor elección, tiene una eficiencia cercana al 100 % hasta los 10 keV y del 20 % o más hasta los 25 keV; además este sensor tiene mejor resolución que el de CdTe en todo el rango de energías. Para energías mayores a 25 keV, el detector de CdTe es mejor opción porque tiene mayor poder de frenado y una eficiencia cercana al 100 % por arriba de los 50 keV y de 50 % por arriba de los 100 keV.

Para mostrar esto el fabricante presenta diversos espectros, uno de ellos se muestra en la figura (3.8) que muestra el espectro de emisión característico del  $^{241}\text{Am}$ . Por debajo de 30 keV el detector de Si-PIN puede medir bien los picos de emisión, pero por arriba de 30 keV el detector de CdTe puede medir bien otros picos que el otro sensor no puede detectar.

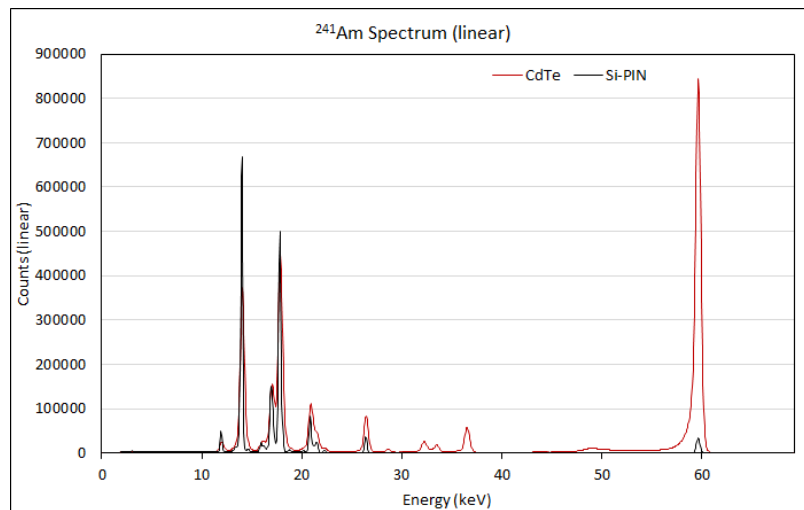


Figura 3.8: Comparación de los espectros de Am obtenidos con un detector de Si-PIN y uno de CdTe en escala lineal. (<https://www.amptek.com/internal-products/si-pin-vs-cdte-comparison>).

La figura (3.9) muestra el mismo espectro en escala logarítmica y se puede apreciar la diferencia en la resolución de ambos detectores. Para los picos de emisión que se encuentran entre 10 y 20 keV, se observa que el detector de Si-PIN puede distinguir dos picos sucesivos a diferencia del de CdTe que no tiene esa resolución.

Por esta razón, los espectros obtenidos en este trabajo no muestran los dos picos característicos del Cu como los que se reportan en el trabajo “*Generation of plasma X-ray sources via high repetition rate femtosecond laser pulses*”[1], pero una ventaja de haber usado el detector de CdTe es que permitió llevar a cabo mediciones a bajas potencias promedio, de 0.2 W y a bajas tasas de repetición, 0.5 kHz, sin la necesidad de emplear filtros de Al para atenuar la señal, ni usar ningún dispositivo para colimar la fuente de rayos-X como se hizo en el trabajo de Juan Peñas N. de la Universidad Complutense de Madrid [19].



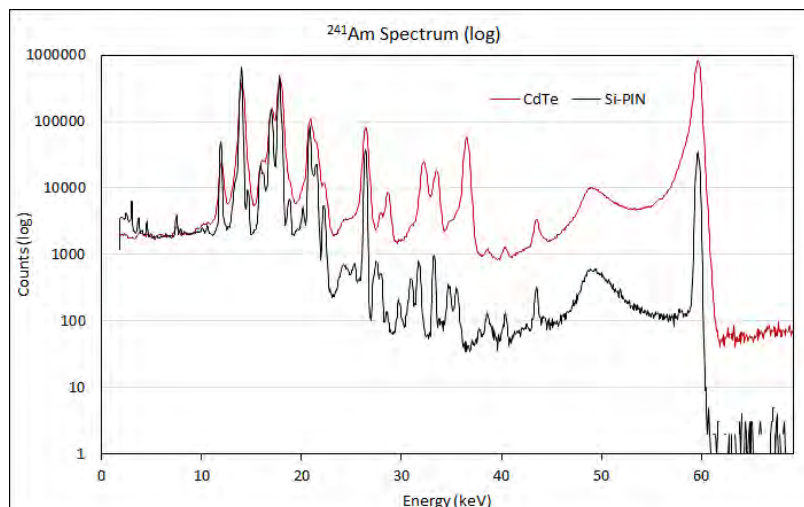


Figura 3.9: Comparación de los espectros de Am obtenidos con un detector de Si-PIN y uno de CdTe en escala Log. (<https://www.amptek.com/internal-products/si-pin-vs-cdte-comparison>).

# Capítulo 4

## Conclusiones

En este trabajo se ha logrado obtener una fuente de rayos-X característica generada mediante dos procesos físicos diferentes que tienen lugar en el proceso de interacción láser-plasma. A partir de los espectros obtenidos se ha demostrado la existencia de estos dos procesos, la emisión de radiación en el frenado de los electrones acelerados en el plasma o Bremsstrahlung y la emisión de radiación en las transiciones  $K\alpha$  y  $K\beta$  del Cu. La obtención y medición de esta fuente se ha logrado encontrando las condiciones óptimas de operación del sistema de pulsos láser PHAROS, la velocidad para refrescar el área de incidencia en el blanco, la posición óptima para medir los rayos-X generados en el objetivo así como el ángulo de incidencia y la distancia del espectrometro al blanco de Cu.

La comparación de los espectros variando distintos parámetros han dejado constancia de la sensibilidad del experimento al variar cualquier parámetro, se ha encontrado que la posición óptima del blanco en relación al punto focal del haz láser es en uno de los extremos de la cintura del haz, para una lente de  $f = 10.0\text{ cm}$ , el blanco debe colocarse en un extremo del foco dejando por delante de su superficie parte del haz enfocado, de tal modo que sea más eficiente la generación del pre-plasma necesario para la aceleración de los electrones del medio a la llegada del siguiente pulso; también se observó la necesidad de emplear un haz a altas tasas de repetición, de tal modo que el flujo de fotones y el rango de energía de los rayos-X emitidos sea más amplio y de lugar a los procesos descritos anteriormente. Por otro lado se ha observado el efecto que puede producir interponer un elemento entre el medidor y la fuente de rayos-X como un filtro de Al; en este trabajo se observó que puede producir un cambio en la forma del espectro que puede deberse a procesos de dispersión de los fotones en el material. En último lugar, se observó que al emplear un espectrometro con sensor de CdTe permite obtener los mismos resultados a tasas de repetición y potencias promedio no tan altas del láser, como las reportadas en otros trabajos [1], debido a su alta sensibilidad sacrificando en cierta medida la resolución de los espectros.

Por otro lado, debido a las tasas de repetición no tan elevadas (500 Hz) no se observaron en los espectros problemas de “pile-up” mencionados en el manual de

operación del espectrometro además de que no se alcanzó a saturar el mismo por las bajas potencias promedio (0.2 W). En los casos en que se llegó a registrar un mayor número de cuentas, bajo las mismas condiciones, es debido al mayor tiempo de medición en el espectrometro, que en todo caso fue de un segundo más en la medición.

## 4.1. Mejoras en el experimento

Una vez encontradas las condiciones óptimas para la generación de esta fuente de rayos-X característica, se puede cambiar el objetivo por otro material para el análisis de su espectro o para emplear este mecanismo como alternativa de acelerador de partículas para la generación de haces de fotones, electrones o iones, siendo una opción más compacta y versátil.

Los espectros medidos en este trabajo fueron obtenidos en el aire, sin aplicar ningún tipo de vacío en el lugar donde se generan los rayos-X; para mejorar los espectros podría emplearse un vacío entre la fuente de radiación y el espectrometro, ya que parte de la radiación es absorbida por el aire entre el medidor y el blanco. Otro experimento podría probarse produciendo el mismo plasma en agua, esto se lograría creando un chorro continuo de agua sobre la superficie de incidencia del haz y observar el efecto de esto en los espectros resultantes.

También se ha demostrado el efecto de hacer incidir un haz de pulsos ultraintensos sobre una superficie metálica, en cualquier aplicación que involucre el empleo de estos materiales ha de considerarse la posibilidad de emisión de rayos-X en el proceso y por lo tanto han de tomarse medidas de seguridad.

Con este arreglo experimental se observó la necesidad de mejorar el sistema de desplazamiento del blanco, ya que parte de la reproducibilidad del experimento reside en la estabilidad del movimiento del blanco; el motor brushless que se utilizó producía muchas vibraciones cuando sobrepasaba las 9,000 RPM y esto provocaba que el área del blanco donde incidía el haz se desenfocara haciendo menos eficiente el proceso de emisión de rayos-X. Para futuros experimentos debe de mejorarse dicho sistema de tal forma que sea más estable y se pueda controlar mejor el movimiento del blanco para hacer incidir los pulsos láser con mejor precisión y regularidad.

# Bibliografía

- [1] Baguckis, A., Plukis, A., et al. (2017), *Generation of plasma X-ray sources via high repetition rate femtosecond laser pulses*. Appl. Phys. B, **123**, 290.
- [2] Juan Reyes H. *Emisión de rayos x característicos por irradiación simultánea con iones y fotones*. Tesis Doctoral en Ciencias Físicas. UNAM. 2015.
- [3] Hayashi, H., Kimoto, N., et al., (2021), *Photon Counting Detectors for X-ray Imaging: Physics and Applications*. (Springer International Publishing), doi:10.1007/978-3-030-62680-8.
- [4] Feldman, M.J. & Chiao, R.Y. (1971), *Single-Cycle Electron Acceleration in Focused Laser Fields*. Phys. Rev. A **4**, 352-358.
- [5] Tajima, T. & Dawson, J.M. (1979), *Laser Electron Accelerator*. Phys. Rev. Lett. **43**, 267-270.
- [6] Svelto O. *Introductory Concepts*. In: *Principles of Lasers*. Springer, Boston, MA (2010).
- [7] Koechner, W. (1999), *Solid-State Laser Engineering. Springer Series in Optical Sciences*, vol 1. Springer, Berlin, Heidelberg. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-14219-6-8>.
- [8] Platt U., Stutz J. *Interaction of Molecules with Radiation*. In: *Differential Optical Absorption Spectroscopy. Physics of Earth and Space Environments*. Springer, Berlin, Heidelberg. (2008).
- [9] Meijer, Afric., (2008), *Coherent far-infrared excitation processes with ultrafast pulses in multilevel systems*. Journal of Physics D-applied Physics - J PHYS-D-APPL PHYS.
- [10] Diels, J. C. and Rudolph, W. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. Amsterdam: Academic Press. (2014).
- [11] Trebino, R. *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Kluwer Academic Publishers. 1st edition. (2002).
- [12] Alfredo Akzayakatl B, H. *Caracterización Espacio-Temporal de Pulsos Láser de Femtosegundos*. Tesis de Maestría en Ciencias Físicas. UNAM. 2023.

- [13] Jesús Delgado A. *Control Activo del Estado de Polarización de las Componentes Espectrales de Pulsos de Femtosegundos*. Tesis de Maestría en Ingeniería Eléctrica. UNAM. 2015.
- [14] Strickland, D. and Mourou, G. (1985), *Compression of amplified chirped optical pulses*. In *Optics Communications*, 56(3), pp.219-221. [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(85\)90120-8](https://doi.org/10.1016/0030-4018(85)90120-8).
- [15] Alexandro Ruiz de la C. *Construcción y caracterización de varios diseños de amplificador multi-paso en un sistema CPA*. Tesis doctoral en ciencias. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. 2006.
- [16] Weiner, A.M. *Dispersion and Dispersion Compensation*. In *Ultrafast Optics* (eds G. Boreman and A.M. Weiner). pp.147-197. (2009). <https://doi.org/10.1002/9780470473467.ch4>
- [17] Bittencourt, J.A. *Fundamentals of Plasma Physics*. Springer, Nueva York, NY. (2004). <https://doi.org/10.1007/978-1-4757-4030-1-1>
- [18] McKenna, P., Neely, D., et al., (2013), *Laser-Plasma Interactions and Applications*. Scottish Graduate Series. Springer, Heidelberg. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-00038-1-1>
- [19] Juan Peñas N. *Estudio del plasma generado por un láser ultraintenso de femtosegundos mediante el análisis de rayos-X*. Máster Interuniversitario en Física Nuclear. Universidad Complutense de Madrid. 2017.
- [20] M. Veltcheva, Antonin Borot, et al., (2012), *Brunel-Dominated Proton Acceleration with a Few-Cycle Laser Pulse*. 108(7). <https://doi.org/10.1103/physrevlett.108.075004>
- [21] F. Quéré, C. Thauray, et al., (2008), *Basic mechanisms of laser high-order harmonic generation from plasma mirrors*, *Journal of Modern Optics*, 55:16, 2711-2721, DOI: 10.1080/09500340802187381
- [22] Holland. J, Weber. R, et al., (2022), *Influence of Pulse Duration on X-ray Emission during Industrial Ultrafast Laser Processing*, *Materials*, 15, 2257, <https://doi.org/10.3390/ma15062257>
- [23] H. Schwoerer, J. Magill, & B. Beleites, *Lasers and Nuclei: Applications of Ultra-high Intensity Lasers in Nuclear Science*. Berlin; New York: Springer. (2006).
- [24] M, Olmo. R, Nave. (2023). *Transiciones de Rayos X*. Recuperado de: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbasees/quantum/xterm.html>
- [25] NIST. Physical Measurement Laboratory. *X-ray Transition Energies Database*. Recuperado de: <https://www.physics.nist.gov/PhysRefData/XrayTrans/Html/search.html>

- [26] PHAROS Burst User´s Manual, (September 25, 2019), *Light Conversion*, Recuperado de: <http://www.lightcon.com>
- [27] X-123 User Manual Rev A0, *Amptek Inc*, Recuperado de: <https://usermanual.wiki/Pdf/X12320SiPIN20User20Manual20Rev20A0.1970842346.pdf>
- [28] Amptek.com, (2023), *Si-PIN vs CdTe Comparison*, Recuperado de: <https://www.amptek.com/internal-products/si-pin-vs-cdte-comparison>