



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO**

---

---

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**ESPECTROSCOPÍA DE EMISIÓN DE LA COLISIÓN  
DE DOS PLASMAS GENERADOS CON LÁSER**

**T E S I S**

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:**

**F I S I C O  
P R E S E N T A:**

**DAVID MUSTRI TREJO**



**DIRECTOR DE TESIS:  
DRA. CITLALI SÁNCHEZ AKÉ  
2015**

Ciudad Universitaria, D. F.



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.

1. Datos del alumno	1. Datos del alumno
Apellido paterno	Mustri
Apellido materno	Trejo
Nombre(s)	David
Teléfono	(228)8190214
Universidad Nacional Autónoma de México	Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad de Ciencias	Facultad de Ciencias
Carrera	Física
Número de cuenta	402079985
2. Datos del tutor	2. Datos del tutor
Grado	Dra
Nombre(s)	Citlali
Apellido paterno	Sánchez
Apellido materno	Aké
3. Datos del sinodal 1	3. Datos del sinodal 1
Grado	Dr
Nombre(s)	Enrique
Apellido paterno	Camarillo
Apellido materno	García
4. Datos del sinodal 2	4. Datos del sinodal 2
Grado	Dr
Nombre(s)	Alejandro Cristian
Apellido paterno	Raga
Apellido materno	Rasmussen
5. Datos del sinodal 3	5. Datos del sinodal 3
Grado	Dr
Nombre(s)	Manuel Gerardo
Apellido paterno	Quintana
Apellido materno	García
6. Datos del sinodal 4	6. Datos del sinodal 4
Grado	Dr
Nombre	Oliver Xavier
Apellido paterno	López
Apellido materno	Corona
7. Datos del trabajo escrito	7. Datos del trabajo escrito
Título	Espectroscopía de emisión de la colisión de dos plasmas generados con láser
Subtítulo	
Número de páginas	72
Año	2015

# Agradecimientos

Este trabajo surgió a partir de un experimento que originalmente iba a ser sólo el entrenamiento para lo que sería mi tesis. Gracias al profesor Tupak García Fernández por el planteamiento de dicho experimento. Sin embargo, de no ser por toda la paciencia y dedicación de mi tutora Citlali Sánchez Aké para enseñarme a utilizar el equipo, así como asesorarme en el análisis y a partir de ahí generar el trabajo de tesis, así como la publicación de un artículo en conjunto con el Dr. Mayo Villagrán y el Dr. Tupak García Fernández. Agradezco a cada uno de ellos por la entrega a la investigación y a la docencia.

Por otro lado, agradezco a mi esposa Blanca por la paciencia que me ha tenido durante todo este tiempo que hemos invertido para la culminación de este ciclo, así como a mis hijos Quetzalli, Leonel y Brisa que cada uno en su momento ha sido partícipe en mi vida durante mi formación profesional.

Agradezco a mi mamá Julia por todo el apoyo e impulso que me ha proporcionado desde el momento de mi concepción.

Cada uno de los compañeros y profesores que tuve durante la licenciatura han contribuido para mi formación como persona, a cada uno de ustedes les he agradecido personalmente por su contribución y les estaré agradecido por siempre.

La culminación de este trabajo se la debo a los doctores que me hicieron el favor de revisar este trabajo y hacerme observaciones pertinentes, gracias por su apoyo Doctores Enrique Camarillo, Alejandro Raga, Manuel Quintana y Oliver López.

Gracias a todos aquellos que han sido parte de este camino.

# Resumen

En este trabajo se reporta el estudio de la colisión de dos plasmas, uno de cobre (Cu) y el otro de carbono (C), en contraflujo inducidos por láser. Las técnicas utilizadas para el estudio de la colisión de los plasmas fueron fotografía rápida resuelta en tiempo y espectroscopía de emisión óptica resuelta en tiempo. Un blanco de Cu y otro de C en vacío, dispuestos en paralelo, uno frente a otro a una distancia de 16 mm, se ablacionaron con dos láseres pulsados de nanosegundos (ns) sincronizados entre sí. Se detectó incremento en la intensidad de emisión de las especies iónicas del cobre Cu II (368.65, 490.97, 493.16, 495.37 y 630.10 nm) y Cu III (374.47 y 379.08 nm) debido a la ionización ocurrida por la colisión entre las especies de Cu y C. Se observó que la intensidad de emisión de las líneas de C, C II (426.70 nm), C III (406.99 y 464.74 nm) y C IV (465.83 nm), disminuyó respecto a la observada para el plasma estudiado individualmente y se formaron moléculas de carbono C<sub>2</sub>. Se encontró que las óptimas condiciones de retraso entre láseres para la intensificación de los iones de cobre dependen de la posición de muestreo respecto a los blancos.

# Índice general

<b>Resumen</b>	<b>4</b>
<b>1. Justificación</b>	<b>7</b>
<b>2. Marco teórico</b>	<b>9</b>
2.1. Plasmas	9
2.1.1. Plasmas inducidos por láser	15
2.1.1.1. Ablación láser	16
2.1.2. Colisión de plasmas inducidos por láser	22
2.2. Técnicas de diagnóstico	23
2.2.1. Fotografía rápida	23
2.2.2. Espectroscopía de emisión	24
2.2.3. Otras técnicas de diagnóstico de plasmas	25
2.2.3.1. Interferometría láser	25
2.2.3.2. Fotografía de Sombras	26
2.2.3.3. Sondas Iónicas	26
2.3. Aplicaciones	27
2.4. Materiales Utilizados: Cobre y Carbono	27
2.4.1. Cobre	28
2.4.2. Carbono	32
<b>3. Técnicas experimentales</b>	<b>35</b>
3.1. Sistema de generación de plasmas	36
3.1.1. Láseres	36
3.1.1.1. Láseres de excímero	37
3.1.1.2. Láseres de Nd:YAG	37
3.1.2. Blancos, lentes y ventanas	38
3.2. Sistema de vacío	39
3.2.1. Cámara de Vacío	39
3.2.2. Bombas de vacío y medidores	40
3.3. Sistemas de diagnóstico	41
3.3.1. Sincronía con sistemas de detección	42
3.3.2. Fotografía Rápida	43
3.3.3. Identificación de especies	43
3.3.4. Distribuciones de tiempo de vuelo	44

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	6
<b>4. Análisis y resultados</b>	<b>46</b>
4.1. Fotografía rápida . . . . .	46
4.2. Espectro de emisión de cobre y de carbono . . . . .	50
4.3. Razón de cambio $\frac{DP}{SP}$ para diferentes retrasos entre láseres . . . . .	53
<b>5. Conclusiones</b>	<b>63</b>
<b>6. Apéndice: Bombas y medidores de vacío</b>	<b>64</b>
6.1. Bomba de rotatoria de paletas . . . . .	64
6.2. Bomba difusora. . . . .	66
6.3. Medidores de Presión . . . . .	66

# Capítulo 1

## Justificación

Los plasmas son un conjunto de átomos, iones y electrones libres que en su totalidad tienen carga eléctrica neutra pero cuyas especies con carga presentan un comportamiento colectivo. Como fuentes emisoras de luz, se empezaron a estudiar a partir de los años 1920s, pero no fue sino hasta los 1960s que aparecieron los plasmas inducidos por láser y el estudio de estos. Fue a partir de principios de los 1970s que se comenzó a estudiar la interacción entre dos plasmas generados por ablación láser, sin embargo ha sido un área de investigación poco explorada debido a la complejidad de los experimentos y el costo de estos. Recientemente han surgido algunos grupos de investigación planteando nuevos experimentos de colisión de plasmas con láseres de intensidades moderadas [1, 2, 3, 4, 5].

El estudio de los plasmas producidos por láser no solamente ha sido por el interés del entendimiento de los fenómenos físicos que involucran la formación y la evolución de estos, sino también por la amplia variedad de aplicaciones desarrolladas y por desarrollar. Las aplicaciones para los plasmas producidos por láser abarcan desde la Depósito por Láseres Pulsados (PLD), fuentes de luz en el Ultravioleta Extremo (EUV), aceleradores de iones, así como el estudio de posibilidades para generar energía. Por otro lado, el estudio de plasmas en colisión ha sido de interés para diversos grupos ya que la gama de aplicaciones se expande a la simulación en laboratorio de ondas de choque astrofísicas, como fuentes de rayos-X para litografía, microscopía y radiografía, en la investigación para sistemas de fusión nuclear. El área de aplicación más explotada es la Espectroscopía de Rompimiento Inducida por Láser (LIBS), pues se ha observado un notable incremento en la intensidad de las líneas de emisión de los materiales estudiados. En el depósito de materiales, la colisión de plasmas ha sido de utilidad para mejorar la calidad de las películas delgadas, incrementando la densidad de nanopartículas depositadas sobre el sustrato en comparación con la obtenida al utilizar un solo plasma.

Con el interés de conocer un poco más los procesos que están presentes cuando dos plasmas interactúan entre sí, en este trabajo se desarrolla el estudio de la colisión de dos plasmas generados por láser en contraflujo. Se analiza el espectro de emisión de estos comparándolo con el que se obtiene de manera independiente para cada plasma. El estudio de la colisión de los plasmas se realizó incluyendo la sincronización en tiempo de disparo de los láseres con el interés de detectar la manera en que el retardo entre la generación de un plasma y

otro genera variaciones en la intensidad de emisión de estos. El estudio en la sincronía de la generación de plasmas en colisión puede ser de gran utilidad para posibles aplicaciones como la síntesis de materiales y como fuentes de luz en el extremo UV.

# Capítulo 2

## Marco teórico

### 2.1. Plasmas

A pesar de que fue el primer estado en que se presentó la materia al momento de la creación del universo y la mayor parte de la materia del universo visible se encuentra en estado de plasma, a este se le conoce comúnmente como el *cuarto estado de la materia*. El término plasma (del griego  $\pi\lambda\acute{\alpha}\sigma\mu\alpha$ ) es utilizado para describir una amplia variedad de sustancias, formadas por electrones libres, átomos y moléculas ionizadas que interactúan entre sí, que macroscópicamente presentan carga cuasi-neutra; las interacciones que tienen las partículas que forman los plasmas tienen un comportamiento colectivo debido al amplio rango de las fuerzas Coulombianas [6, 7, 8, 9, 10, 11].

La materia en el universo conocido es clasificada usualmente en cuatro estados: *sólido*, *líquido*, *gaseoso* y *plasma*. Esta clasificación se da a partir de las fuerzas que unen a las partículas constituyentes de la materia así como la energía térmica de las moléculas que la componen; las fuerzas de unión en sólidos, líquidos y gases son relativamente fuertes, débiles y casi nulas respectivamente. Cuando se aumenta la energía cinética térmica de un material que se encuentra en estado sólido o líquido, a determinada energía, se supera la energía potencial de ligamento, dando lugar a las distintas transiciones de fase de los materiales, para una temperatura constante a una presión dada. Cuando se le añade suficiente energía a un gas, las moléculas que lo forman se separarán gradualmente en átomos debido a que la energía suministrada es mayor a la energía de amarre de las moléculas; asimismo, con energía térmica suficiente, se pueden arrancar los electrones de las últimas capas de los átomos de dicho gas generándose entonces un gas ionizado o un plasma. Sin embargo, este tipo de transición no es una transición de fase como tal debido a que el cambio de estado se presenta gradualmente conforme la temperatura aumenta.

Una de las características más notables de los plasmas es que a pesar de la gran variedad que existe tanto de forma natural como los creados en laboratorios, todos son descritos por los mismos mecanismos físicos y por las mismas fórmulas. En el cuadro 2.1 se muestra la variabilidad de los parámetros de plasma para diversos tipos de estos.

	Temperatura T(K)	Densidad n (m <sup>-3</sup> )	Campo Magnético B (T)
Gases intergalácticos	10 <sup>8</sup>	1	10 <sup>-10</sup>
Medio interestelar ionizado	10 <sup>4</sup>	10 <sup>6</sup>	10 <sup>-10</sup>
Nubes densas en galaxias	10 <sup>4</sup> – 10 <sup>6</sup>	10 <sup>12</sup>	10 <sup>-8</sup> – 10 <sup>-7</sup>
Plasmas de fusión	10 <sup>8</sup>	10 <sup>20</sup> – 10 <sup>32</sup>	10 <sup>-3</sup> – 10
Plasmas generados con láser o mediante descarga eléctrica	10 <sup>3</sup> – 10 <sup>5</sup>	10 <sup>15</sup> – 10 <sup>25</sup>	10 <sup>-2</sup>
Nubes de electrones en metales	10 <sup>5</sup>	8 × 10 <sup>28</sup>	
Atmósferas estelares	10 <sup>4</sup>	10 <sup>22</sup>	10 <sup>-4</sup> – 10 <sup>-1</sup>
Centro de las estrellas	10 <sup>7</sup> – 10 <sup>8</sup>	10 <sup>30</sup>	1
Atmósferas de enanas blancas	10 <sup>4</sup>	10 <sup>36</sup>	10 <sup>4</sup>
Atmósferas de estrellas de neutrones	10 <sup>4</sup>	10 <sup>45</sup>	10 <sup>8</sup>

Cuadro 2.1: Espectro de parámetros de plasmas del universo y la Tierra. Temperatura, densidad de plasma y campo magnético, entre otros, son parámetros que varían de un plasma a otro sin que el sistema pierda sus características como plasma [10].

Un plasma puede ser generado aumentando la temperatura de una sustancia hasta obtener cierto grado de ionización de esta. Para determinar las poblaciones relativas de los estados de ionización de un plasma en equilibrio termodinámico, se utiliza la *Ecuación de Saha* (eq. 2.1 ):

$$\frac{n_e n_{i+1}}{n_i} = \frac{u_{i+1}}{u_i} \left[ \frac{2m^3}{h^3} \left( \frac{2\pi k T_e}{m} \right)^{3/2} \right] e^{-\chi_i/kT_e}, \quad (2.1)$$

donde  $n_e$  es la densidad de electrones,  $n_i$  se refiere a la densidad de partículas en estado base,  $n_{i+1}$  es la densidad de las partículas ionizadas;  $u_{i+1}$  y  $u_i = \sum_m g_m e^{(-E_m/kT)}$  son las funciones de partición  $i + 1$  e  $i$ , respectivamente . El término entre corchetes es aproximadamente al inverso del volumen de un cubo de longitud igual a la longitud de onda térmica de De Broglie del electrón, el término  $\chi_i$  es la energía de ionización del ion en la fase  $i$ ,  $h$  y  $k$  son las constantes de Planck y Boltzman, respectivamente y  $T_e$  es la temperatura electrónica [12, 13].

Existen diferentes métodos para generar plasmas en el laboratorio, y dependiendo del método utilizado, el plasma tiene diferentes características de densidad y temperatura, así como otras características utilizadas para su clasificación. Los métodos más utilizados para generar plasmas en un laboratorio involucran los procesos de fotoionización y descarga eléctrica.

El proceso de fotoionización ocurre por la absorción de fotones incidentes cuya energía es igual o mayor que el potencial de ionización del átomo, la energía excedente de los fotones se

transforma en energía cinética de los pares ion-electrón. Para generar plasmas por descarga eléctrica, se aplica un campo eléctrico a través de gas, los electrones libres son acelerados a energías suficientemente altas para ionizar otros átomos a través de colisiones.

En el laboratorio, cuando se apaga la fuente ionizante, la ionización se reduce gradualmente por la recombinación hasta alcanzar equilibrio consistente con la temperatura del medio.

Para clasificar los plasmas, se utilizan principalmente los siguientes parámetros físicos:

- temperatura  $T$  de las distintas especies (usualmente se mide en eV)
- densidad de partículas  $n$  (medida en cantidad de partículas por metro cúbico)
- la longitud de Debye,

otros parámetros importantes para la caracterización de los plasmas como la frecuencia del plasma, el campo magnético estacionario  $\vec{B}$ , el radio de Larmor, etc. son parámetros derivados de los anteriores.

## Temperatura

Cuando un gas se encuentra en equilibrio térmico, las partículas que lo conforman se mueven a distintas velocidades; la distribución más probable de las velocidades es conocida como la distribución de Maxwell-Boltzmann, dicha distribución está dada por,

$$f(v) dv = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{kT}\right), \quad (2.2)$$

donde  $f(v) dv$  es el número de partículas por  $m^3$ ,  $\frac{1}{2}mv^2$  es la energía cinética,  $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{J/K}$  es la constante de Boltzmann. El ancho de la distribución está caracterizado por la constante  $T$ , a la cual llamaremos temperatura. El significado de  $T$  está relacionado con la energía cinética promedio de las partículas, la cual está dada por,

$$E_{pr} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2}mv^2 f(v) dv}{\int_{-\infty}^{\infty} f(v) dv} = \frac{3}{2}kT, \quad (2.3)$$

donde  $E_{pr} = \frac{1}{2}kT$  es la energía cinética que corresponde por grado de libertad.

La relación tan próxima que existe entre  $T$  y  $E_{pr}$  da pie a que en la física de plasmas sea expresada en unidades de energía. Entonces, la energía que corresponde a  $kT = 1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{J}$  está relacionada con  $T = 11,600 \text{ K}$ , por lo que la expresión de temperatura de 1 eV se refiere a una temperatura de 11,600 K.

Un plasma puede presentar distintas temperaturas al mismo tiempo debido a las diferentes distribuciones de Maxwell que presenten las especies que lo forman (temperatura iónica y temperatura electrónica); esto se debe a que cada especie puede presentar su propio equilibrio termodinámico, pero el sistema no durará el tiempo suficiente para que las distintas temperaturas alcancen el equilibrio [14].

A pesar de que se habla de temperaturas de miles de Kelvin, cuando se trata de plasmas, un parámetro de importancia es la densidad de este y de las especies que lo componen; por ejemplo, una lámpara fluorescente presenta temperaturas electrónicas de alrededor de 20,000 K, sin embargo no se siente caliente al tacto, esto se debe a que la densidad electrónica dentro del tubo es mucho menor que la densidad de electrones de un gas a presión atmosférica [6, 7].

## Criterios para definir un plasma

### Longitud de Debye

Una característica fundamental del comportamiento de los plasmas es la capacidad de estos de apantallar potenciales eléctricos externos que sean aplicados a este. Este apantallamiento está relacionado con una longitud característica de los plasmas conocida como la longitud de Debye. La longitud de Debye (o radio de Debye) es la longitud dentro de un plasma que describe la máxima distancia a la cual un electrón dado sigue siendo influenciado por las fuerzas Coulombianas de determinado ion positivo. El apantallamiento se da como consecuencia de los efectos colectivos de las partículas de componentes del plasma. La longitud de Debye es directamente proporcional a la raíz cuadrada de la temperatura ( $T$ ) e inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la densidad de electrones ( $n_e$ ) [6, 14].

La longitud de Debye fue originalmente calculada para una sustancia electrolítica y está dada por

$$\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 k T}{n_e e^2} \right)^{1/2}, \quad (2.4)$$

donde  $\epsilon_0$  es la permitividad eléctrica en el vacío,  $T$  es la temperatura,  $n_e$  la densidad de electrones,  $k$  la constante de Boltzmann y  $e$  es la carga del electrón. Tomando en cuenta esta longitud, uno de los principales criterios para la definición de un plasma, es que las dimensiones físicas del plasma sean grandes en comparación a  $\lambda_D$ , es decir, si  $L$  es la dimensión característica del plasma entonces,

$$L \gg \lambda_D. \quad (2.5)$$

### Densidad de electrones y parámetro del plasma

Por otro lado, es necesario que la cantidad de electrones dentro de la esfera de Debye sea muy grande, es decir,

$$n_e \lambda_D \gg 1. \quad (2.6)$$

Tomando en cuenta las consideraciones en las ecuaciones 2.5 y 2.6, se deriva una cantidad útil para la definición de un plasma, comúnmente llamado *parámetro del plasma*, definido como

$$g = \frac{1}{n_e \lambda_D^3}, \quad (2.7)$$

el cuál es utilizado para describir el número de partículas dentro de la esfera de Debye.

### Neutralidad macroscópica y frecuencia del plasma

Un tercer requisito para que un gas ionizado sea definido como plasma es la neutralidad macroscópica, esto es,

$$n_e = \sum z_i n_i, \quad (2.8)$$

con  $n_i$  los iones dentro del plasma y  $z_i$  la carga de los iones.

Una última propiedad de los plasmas, utilizada para su descripción y definición, es la *frecuencia del plasma*. Considerando la cuasi-neutralidad macroscópica que presenta un plasma, cuando se presentan perturbaciones al estado de equilibrio del plasma, los efectos colectivos de las partículas que lo componen tienden a restablecer la neutralidad de carga. Estos movimientos colectivos del plasma se presentan a manera de oscilaciones con una *frecuencia característica* dada por

$$\omega_{pe} = \left( \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2}. \quad (2.9)$$

Las colisiones que hay entre los electrones y las partículas neutras dentro de plasma ocasionan que la amplitud de las oscilaciones disminuya gradualmente; es necesario que la frecuencia  $\nu_{en}$  en que se dan las colisiones entre partículas ionizadas y neutras sea menor que la *frecuencia característica* del plasma, para que dicho gas ionizado sea considerado un plasma, es decir,

$$\nu_{pe} > \nu_{en} \text{ o } \omega\tau > 1, \quad (2.10)$$

con  $\nu_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi}$ ,  $\nu_{en}$  la frecuencia de colisión entre electrones y partículas neutras y  $\tau = \frac{1}{\tau_{en}}$  el tiempo promedio entre colisiones.

Las ecuaciones 2.5, 2.6, 2.8 y 2.10 dan entonces las condiciones que debe cumplir un gas ionizado para que sea considerado un plasma. En términos prácticos, un plasma debe estar formado por un ensamble de muchas partículas cargadas tales que están apantalladas por su esfera de Debye y la mayor interacción que hay entre las partículas formadoras del plasma es debido a las fuerzas coulombianas [14].

## Equilibrio Termodinámico Local

Los métodos espectroscópicos de diagnóstico de plasmas están basados en la medición de la intensidad de las líneas espectrales de emisión y absorción, del ancho a la altura media y desplazamientos de las líneas espectrales. Estos métodos se basan en el supuesto de un equilibrio termodinámico local (ETL) del plasma.

Se dice que un sistema se encuentra en equilibrio termodinámico total (ETT) cuando los átomos del sistema adoptan la distribución de Boltzmann (ecuación 2.11) entre todos los posibles estados y si la densidad de energía de radiación correspondiente a todas las posibles transiciones se encuentra en el nivel de cuerpo negro de la temperatura del sistema. La distribución de Boltzmann está dada por,

$$N_n = N \frac{g_n}{S} \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right), \quad (2.11)$$

donde  $N_n$  es la concentración de partículas con nivel de energía  $n$  con energía  $E_n$  y peso estadístico  $g_n$ .  $S = \sum_{n=1}^{n_{max}} g_n \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right)$  es la suma estadística con respecto a los estados y  $n_{max}$  es el máximo número cuántico principal de los niveles de energía del plasma.

Entonces, para una misma temperatura, las siguientes cinco distribuciones estadísticas se deben cumplir.

1. la distribución de velocidades de Maxwell-Boltzmann (ecuación 2.2) para todos los componentes del plasma,
2. la distribución de Boltzmann describe la población de los estados excitados para todos los componentes del plasma (ecuación 2.11),
3. la ecuación de Saha (ecuación 2.1) aplica para el equilibrio de ionización,
4. el equilibrio químico es descrito por el balance de disociación<sup>1</sup> y otras relaciones termodinámicas
5. la energía de los fotones se describe por la ecuación de Planck.<sup>2</sup>

En el laboratorio es prácticamente imposible obtener un plasma bajo estas condiciones de equilibrio, sin embargo, la aproximación de equilibrio termodinámico local (ETL) para los plasmas estudiados en laboratorio es de gran utilidad.

---

<sup>1</sup>Ecuación de balance de disociación  $\frac{N_X N_Y}{N_{XY}} = \frac{g_X g_Y}{g_{XY}} \left(\frac{\mu T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{B}{T} [1 - \exp(-\frac{\hbar\omega}{T})] \exp(-\frac{D}{T})$ .  $N_X$ ,  $N_Y$  y  $N_{XY}$  son las densidades de los átomos  $X$ ,  $Y$  y de las moléculas  $XY$  en el estado base.  $g_X$ ,  $g_Y$  y  $g_{XY}$  son los respectivos pesos estadísticos.  $\mu$  es la masa reducida de los átomos  $X$  y  $Y$ . Y  $D$  es la energía de disociación de la molécula  $XY$ .

<sup>2</sup>Ecuación distribución de energía de Planck  $U(\hbar\omega, T) = \frac{8\pi\hbar\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT)-1}$ .  $\hbar = h/2\pi$  es la constante reducida de Planck,  $\omega$  es la frecuencia angular del fotón y  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío.

Un plasma en ETL cumple con las siguientes características:

- Todas las partículas, incluyendo electrones libres, se encuentran distribuidas con respecto a la velocidad de acuerdo a la distribución de Maxwell (ecuación 2.2).
- Los niveles de energía están determinados por la ley de Boltzmann (ecuación 2.11).
- La relación de Saha (ecuación 2.1) se cumple.
- Los procesos que involucran colisiones predominan sobre los radiativos debido a la alta densidad electrónica dentro del plasma.

Para que un plasma se encuentre en ETL, una condición necesaria, pero no suficiente, es que la densidad de electrones sea tan alta que la razón de colisiones sea diez veces mayor a la razón de los procesos de radiación, esto se puede escribir como,

$$n_e \geq 1.6 \times 10^{12} T^{1/2} (\Delta E)^3, \quad (2.12)$$

donde  $\Delta E$  es la diferencia de energías entre dos estados vecinos para las transiciones permitidas y  $T$  es la temperatura del plasma en  $K$ . Al criterio planteado en la ecuación 2.6 se le conoce como criterio de McWhirther [12, 15].

### 2.1.1. Plasmas inducidos por láser

La palabra láser proviene del acrónimo en inglés Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (amplificación de luz por emisión estimulada de la radiación). En 1917 Albert Einstein propuso teóricamente, a partir del estudio de los procesos de emisión espontánea e inducida, la posibilidad de producir luz a través de un nuevo concepto que sería la emisión estimulada. Fue hasta 1960, que Theodore Maiman construyó el primer láser utilizando rubí como medio activo. Las características más importantes que presenta un haz láser a diferencia de otras fuentes de luz son la coherencia, la monocromaticidad y la colimación. La coherencia se refiere a que todos los fotones emitidos se encuentran en la misma fase y se debe al proceso de amplificación. Para que haya coherencia en la emisión de un haz láser es necesario que los fotones sean de la misma longitud de onda, de ahí la monocromaticidad. Finalmente, la colimación es la propiedad de un haz láser de dirigirse en una sola dirección.

De acuerdo a los mecanismos de producción de los láseres, estos se pueden clasificar por el medio activo en el que se da la inversión de población para generar la emisión estimulada y pueden ser de gas, de estado sólido o químicos entre otros. Otra manera de clasificarlos es si la emisión de luz es continua o pulsada en el tiempo. Existen diferentes mecanismos para generar láseres pulsados, entre estos se encuentran los láseres de conmutación Q (Q-switched) también llamados láser de *pulso gigante*, los láseres de bloqueo modal (mode-locking) y los láseres de bombeo pulsado.

Los láseres de conmutación Q funcionan bajo el principio de estar intercambiando constantemente la ganancia del medio en “encendido y apagado”. Para lograr estos procesos de control entre el encendido y apagado de la ganancia, se utilizan dispositivos electro-ópticos o acusto-ópticos que bloquean el camino óptico hacia uno de los espejos de la cavidad, haciendo que el proceso de amplificación cese. La duración de los pulsos de láseres de conmutación Q varía entre 10 y 1000 ns de acuerdo a la técnica utilizada para generar el bloqueo al camino óptico dentro de la cavidad. Los láseres de bloqueo modal llegan a tener pulsos del orden de picosegundos o hasta femtosegundos; para generar pulsos de tan corta duración se utilizan tanto métodos externos como internos para inducir modulación de la señal generada. Una de las ventajas de los láseres pulsados es que en un solo pulso de corta duración se producen altas densidades de potencia en el volumen focal, suficientes para iniciar el rompimiento dieléctrico de un medio y producir un plasma [1, 13, 16, 17].

#### **2.1.1.1. Ablación láser**

La historia de la interacción entre láseres de alta potencia con la materia se remonta a la del desarrollo de los láseres mismos. Poco tiempo después del desarrollo de la primera fuente láser por Mainman, en 1962, Breech y Cross utilizaron un láser de rubí para evaporar y excitar átomos de superficies sólidas y el espectro del plasma generado fue utilizado para caracterizar la composición principal de la muestra; a este proceso se le llamó ablación láser.

El término ablación se define como la acción de cortar, separar o quitar; más específicamente, en ciencia, se refiere a la pérdida de una parte de la superficie de un cuerpo por fusión o evaporación. La ablación láser consiste en utilizar la energía de la luz láser irradiada sobre una superficie para extraer una porción de la muestra a través de la evaporación, sublimación, ionización, erosión y/o explosión. Como resultado de la ablación láser se tiene la formación de un vapor gaseoso, un plasma luminoso y la producción de partículas sumamente finas. Al estudiar con diferentes técnicas el plasma producido por la ablación láser se puede obtener valiosa información respecto a la muestra ablacionada.

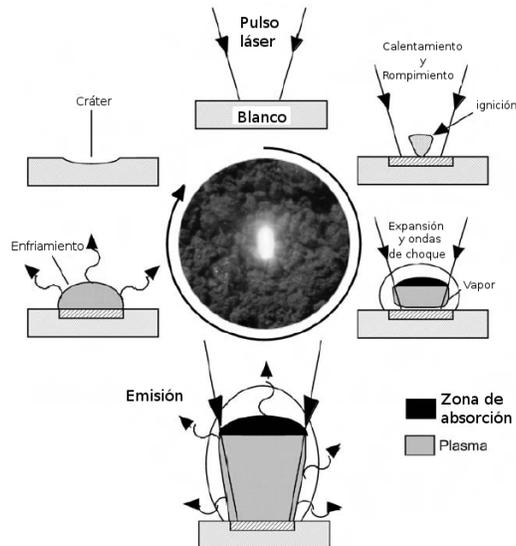


Figura 2.1: Procesos involucrados en la ablación láser. En dirección de las manecillas del reloj, se muestra el ciclo de vida de un plasma generado por láser, a partir de la interacción del pulso láser con el blanco, el blanco se calienta y comienza a generarse el plasma (ignición), el plasma se expande, para finalmente llegar al enfriamiento y la condensación del material, quedando en el blanco solamente el cráter generado por el láser [2].

Una variedad de distintos mecanismos no-lineales gobiernan el proceso de ablación láser. Una vez que el haz láser ilumina la muestra, masa en forma de electrones, átomos, iones, moléculas, conglomerados y partículas se separa de la superficie de la muestra, con cada uno de los procesos separado temporal y espacialmente. Los diversos procesos que ocurren durante la ablación láser abarcan varios grados de magnitud en el tiempo desde la absorción electrónica de la energía luminosa del láser ( $10^{-15}$  s) hasta la condensación de las partículas ( $10^{-3}$  s). Tales procesos se pueden dividir en tres principales: rompimiento de enlaces e ignición del plasma, expansión y enfriamiento del plasma y expulsión de partículas y condensación (Fig. 2.1).

Las características del plasma generado por ablación láser dependen fuertemente de los parámetros del láser (longitud de onda y duración del pulso) así como del material irradiado. Durante la ignición del plasma, los mecanismos y propiedades del plasma dependen de la irradiancia y la duración del pulso láser utilizado; mientras que para un láser con duración de pulso del orden de nanosegundos e irradiancia menor a  $10^8$  W/cm<sup>2</sup> el mecanismo principal de ignición es principalmente térmico, para un láser con pulsos de picosegundos e irradiancia entre  $10^{10} - 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> están involucrados procesos térmicos y no térmicos como lo son las explosiones Coulombianas. Con láseres de femtosegundos e irradiancias mayores a los  $10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> el mecanismo dominante durante la ignición del plasma es el de explosiones Coulombianas. Asimismo, la manera en que se presenta la interacción con el material varía de acuerdo a la duración del pulso láser como se muestra en la figura 2.2.

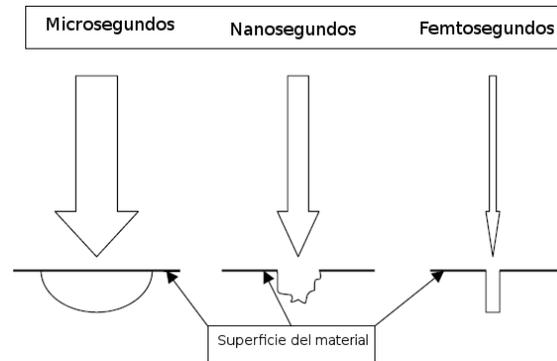


Figura 2.2: De acuerdo a la duración del pulso láser, la interacción del láser con la superficie sólida genera diferentes formas de cráteres. Las interacciones de microsegundos y nanosegundos pasan por el proceso de calentamiento, fusión y vaporización, mientras que los procesos más cortos que la iniciación del plasma (femtosegundos) pasan directamente a la vaporización, generando la posibilidad de perforar agujeros con precisión [1].

El proceso de expansión del plasma comienza justo después de la ignición. Los procesos de expansión se rigen por las propiedades iniciales (al final del pulso láser) y la interacción con el medio sobre el cual se expande. Mientras las propiedades iniciales del plasma dependen de las características del pulso láser, la expansión de éste depende de su masa inicial así como de la atmósfera sobre la cuál se está expandiendo.

El proceso de formación y expulsión de partículas está altamente relacionado con los dos procesos anteriores. La formación de nanopartículas se da a partir de la condensación. Se considera que el plasma comienza a condensarse cuando la pluma del plasma alcanza la temperatura de ebullición del material y para cuando esta alcanza la temperatura de condensación del material el proceso finaliza.

### Ignición del plasma

El proceso de ignición del plasma involucra el rompimiento de enlaces y el apantallamiento del plasma durante el pulso láser. La expansión y enfriamiento se determinan a partir de las condiciones del plasma después de terminar el pulso láser. La irradiancia, la longitud de onda y la duración del pulso láser son los parámetros que caracterizan los diferentes mecanismos que ocurren durante la ignición del plasma. Debido a que en este trabajo experimental los pulsos de los láseres utilizados tienen una duración de nanosegundos únicamente se explicarán los mecanismos involucrados para láseres de nanosegundos.

Cuando el pulso láser es del orden de nanosegundos y la irradiancia se encuentra entre  $10^7 \text{ W/cm}^2$  y  $10^{11} \text{ W/cm}^2$ , algunos de los mecanismos involucrados durante el proceso de ablación son fusión, sublimación, evaporación, ionización, etc. Para pulsos de nanosegundos, el proceso de ablación es principalmente térmico, sin embargo, si la irradiancia es suficientemente alta ( $I > 10^8 \text{ W/cm}^2$ ) también están presentes procesos no-térmicos. La temperatura de la superficie del blanco aumenta hasta que este alcanza el punto de fusión y posteriormente se evapora.

La masa evaporada se ioniza por medio de la absorción del haz láser incidente, formándose el plasma. El valor estimado mínimo de la irradiancia que se requiere para la vaporización fue propuesto por Moenke-Blankenburg en 1989 y está dado por

$$I_{min} = \rho L_V \kappa^{1/2} / \Delta t^{1/2} \text{ (W/cm}^2\text{)}, \quad (2.13)$$

donde  $\rho$ ,  $L_V$  y  $\kappa$  son la densidad, el calor latente de vaporización y el coeficiente de difusividad térmica del blanco respectivamente;  $\Delta t$  es la duración del pulso láser. Se puede calcular entonces la irradiancia mínima para los materiales y láseres utilizados en este trabajo experimental: para el cobre, utilizando un láser de excímero (KrF) de ancho de pulso de 30 ns la irradiancia mínima aproximada es  $I_{min} \approx 2.58 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$  mientras que para el carbono, utilizando un láser Nd:YAG con ancho de pulso de 7 ns, la irradiancia mínima aproximada es  $I_{min} \approx 1.52 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$  [18].

La absorción del haz láser es principalmente por Bremsstrahlung inverso<sup>3</sup>, proceso que involucra principalmente la absorción de fotones por los electrones libres durante la colisión con partículas pesadas (iones y átomos). Cuando el plasma ha alcanzado la densidad crítica<sup>4</sup> de electrones y el pulso láser no ha terminado aún, ocurre el fenómeno de apantallamiento láser, el cual influye en la cantidad de masa evaporada y en las propiedades del plasma [2].

La longitud de onda del láser utilizado para la ablación afecta en dos sentidos diferentes al plasma generado; en primer lugar, la interacción láser-material debido a la absorción de energía del material y por otro lado el desarrollo y las propiedades del plasma.

En cuanto a la interacción entre el material y el láser, para láseres con longitudes de onda corta (UV), los fotones son más energéticos y tanto el rompimiento de enlaces como los procesos de ionización son más sencillos que con los láseres cuya longitud de onda es mayor (IR). En el caso en que los fotones no son suficientemente energéticos para el rompimiento de enlaces, los procesos de generación del plasma son fundamentalmente térmicos, mientras que si la energía de los fotones del láser es mayor que la energía de ligadura del material, los procesos de foto-ionización y otros mecanismos no-térmicos cobran importancia en la ignición del plasma. Un parámetro utilizado para indicar la efectividad del proceso de ablación de un material es la *tasa de ablación*. La *tasa de ablación* se utiliza para describir la cantidad de masa ablacionada por pulso láser por unidad de área; también es un indicador indirecto de la eficiencia de acoplamiento entre el blanco y el pulso láser, así como una medida de la resolución espacial [19].

---

<sup>3</sup>El coeficiente de absorción del Bremsstrahlung inverso está dado por  $\alpha_{IB} = \left[ Q N_e N_0 + \frac{4e^6 \lambda^3 N_e Z^2 N_i}{3hc^4 m_e} \times \left( \frac{2\pi}{3m_e k T_e} \right)^{1/2} \right] \times \left[ 1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k T_e}\right) \right]$  donde  $Q$  es la sección transversal para la absorción de fotones por los electrones durante la colisión con los átomos,  $c$  es la velocidad de la luz,  $h$  es la constante de Planck y  $Z$  es la carga de los iones.  $N_e$ ,  $N_0$  y  $N_i$  son los números de densidad de electrones, átomos e iones respectivamente.  $T_e$  es la temperatura electrónica.

<sup>4</sup>La densidad crítica de los electrones está dada por  $n_c \sim (10^{21}/\lambda^2) / \text{cm}^3$  donde  $\lambda$  es la longitud de onda del láser en micras.

Durante la interacción entre pulsos de nanosegundos con un material, existe suficiente tiempo para que se propague una onda térmica sobre la muestra y se genere una capa relativamente grande de material fundido. El material fundido se evapora a través de dos posibles procesos: evaporación selectiva, la cual debe minimizarse para conservar la estequiometría del material, y el fraccionamiento de los elementos. Para minimizar la evaporación selectiva es importante que la energía depositada por el láser sobre la muestra sea mayor que el calor latente de vaporización de todos los elementos de la muestra. Otra manera de evitarla es a través de procesos no térmicos como rompimiento de enlaces y fotoquímica en una escala de tiempo rápida [8].

El efecto de la energía del láser utilizado para ablacionar el material es un parámetro que por sí solo es difícil de cuantificar; sin embargo, la energía del láser está relacionada tanto con la fluencia (energía por unidad de área) como con la irradiancia (energía por unidad de área y tiempo) que hay sobre el material. Se ha investigado que para un mismo láser, a mayor energía utilizada se obtiene mayor cantidad de masa ablacionada; no obstante, al incrementar la irradiancia sobre un material, el fenómeno de apantallamiento láser ocasiona saturación en la cantidad de masa removida [20].

### Expansión del plasma

Una vez que el pulso láser termina, comienza la expansión de la pluma sobre el ambiente. La expansión del plasma depende de la cantidad de masa ablacionada, las propiedades de esta masa, así como de la cantidad de energía acoplada a la masa. El área de enfoque del láser, así como el ambiente sobre el cual se expandirá el plasma, son otros parámetros importantes para las características de la expansión del plasma. La presión ambiental influye en la expansión del plasma así como en la emisión de radiación. Para presiones relativamente bajas ( $< 0.75$  Torr), la expansión del material extraído es prácticamente libre y la parte más externa del plasma se enfría debido a pérdidas de energía. En el caso de presiones mayores a 0.75 Torr en el ambiente, la energía dentro del plasma se distribuye de una manera más uniforme.

Una vez que termina el pulso láser, los átomos, iones y electrones calientes dejan la superficie del blanco. La expansión del plasma en vacío es diferente a cuando se expande con atmósfera de fondo. En el caso de expansión en el vacío, el proceso de expansión puede ser descrito con las ecuaciones de Euler (ecs. 2.14-2.16) de la hidrodinámica<sup>5</sup>,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho v)}{\partial x}, \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} [p + \rho v^2], \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho \left( E_d + \frac{v^2}{2} \right) \right] = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \rho v \left( E_d + \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \alpha_{IB} I, \quad (2.16)$$

---

<sup>5</sup>La ec. 2.14 es la de conservación de la masa, la ec. 2.15 es la de la conservación del momento y la ec. 2.16 es la de la conservación de la energía.

donde  $\rho$  es la densidad,  $v$  la velocidad,  $E_d$  la densidad de energía interna y  $p$  la presión local. La expansión de un plasma en el vacío es en muy buena aproximación adiabática y la velocidad de expansión se puede expresar como;

$$v_p = \sqrt{\frac{4\gamma + 10}{3} \frac{E}{M_v}}, \quad (2.17)$$

donde  $v_p$  es la velocidad,  $\gamma$  es la razón de calores específicos,  $E$  la energía de sustento de la expansión y  $M_v$  la masa total evaporada de la muestra dentro de la pluma. La mayor parte de la energía de la pluma es cinética. El producto  $\alpha_{IB}I$  da la absorción local de energía láser, la cuál representa una ganancia para la energía interna del vapor [13, 21].

En el caso en el que el plasma se genere en un gas o un líquido, la masa expulsada comprime el medio que la rodea produciendo ondas de choque. La interacción entre la pluma del plasma y el ambiente que la rodea ocasiona que la expansión del plasma sea más lenta. Asimismo, el ambiente efectúa trabajo sobre el vapor, ocasionando que la temperatura del plasma sea mayor que en expansión libre. Tanto la temperatura como la densidad de partículas depende en gran parte de las propiedades del medio sobre el que se expande el plasma.

Uno de los modelos para describir la expansión de un plasma inducido por láser en presencia de una atmósfera de fondo es el de Sedov y Taylor para describir el comportamiento de una onda de choque generada por una fuerte explosión [22]. Esto se justifica debido a que gran energía se libera instantáneamente a partir de un volumen muy pequeño, la masa liberada es insignificante con respecto a la masa del ambiente de fondo, así como la presión detrás de la onda de choque es mayor a la del gas sin perturbar. En el modelo de Sedov-Taylor, se considera un gas perfecto donde, en un volumen pequeño en comparación con las dimensiones del gas, se libera una energía  $E_0$ . La onda de choque que se propaga comienza en el punto en que fue depositada la energía. Considerando como primera aproximación que el material ablacionado sea ignorado, la propagación de onda de choque es lo único a considerar, la cual puede ser descrita por el modelo de la explosión fuerte. El modelo de la explosión fuerte tiene como parámetros la energía de la explosión  $E_0$  y la densidad inicial del gas  $\rho_0$ . Considerando un frente de onda esférico, el movimiento de este a través de una atmósfera de fondo está descrito por al ecuación 2.18

$$r(t) = \xi_0 \left( \frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5}, \quad (2.18)$$

con  $t$  el tiempo desde el inicio del plasma y  $\xi_0^6$  es una constante que depende de las capacidades caloríficas del medio.

Entonces, la velocidad de propagación de la onda de choque, derivando la ecuación 2.18 está dada por:

$$v = \frac{2}{5} \xi_0^{5/2} \left( \frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/2} r^{-3/2}. \quad (2.19)$$

---

<sup>6</sup> $\xi_0 = 1.08 \left( \frac{\gamma+1}{2} \right)^{2/5}$

## Expulsión de partículas

Gran parte del material ablacionado no se encuentra en forma de vapor excitado, sino en forma de partículas, las cuales se forman a partir de la condensación de vapor, expulsión de partículas líquidas y desprendimiento de la superficie del blanco. La materia en forma de partículas no contribuye para los estudios espectroscópicos del plasma a menos que dichas partículas sean reevaporadas y excitadas por la pluma del plasma. Llegan a formarse partículas del orden de micras, dependiendo de la frecuencia del láser, las cuales obstaculizan el proceso de análisis de LIBS para una gran parte del material ablacionado; por otro lado, una vez que la pluma del plasma alcanza una temperatura inferior al punto de ebullición del material, los átomos se condensan formando nanopartículas cuyo tamaño depende del tiempo de enfriamiento y la densidad de la pluma del plasma [13].

### 2.1.2. Colisión de plasmas inducidos por láser

A pesar de que desde la década de 1970 se plantearon diversos experimentos, la colisión de plasmas es un área que ha sido poco abordada. Existen distintas configuraciones para generar colisión de plasmas inducidos por láser, a partir de las cuales puede resultar la *interpenetración* de los plasmas o la creación de una *capa de estancamiento* de acuerdo a las condiciones bajo las cuales surgen los plasmas.

En los extremos, para velocidades relativamente altas y densidades de los plasmas suficientemente bajas, con un camino libre medio entre iones mayor a las dimensiones del sistema, los dos plasmas interpenetran entre sí [4, 23, 24]. Por otro lado, para velocidades relativas bajas y densidades de plasma altas, la región de interpenetración entre plasmas es relativamente pequeña y es favorecida la formación de una región estacionaria debido a la desaceleración abrupta entre los componentes de los plasmas.

En la práctica, existen casos intermedios de interacción entre los plasmas, a este estado se le conoce como “*estancamiento suave*” [3]. Si se conocen la velocidad de flujo y la densidad del plasma en el punto donde colisionan, así como la distancia entre las zonas de mayor densidad de los plasmas, es posible determinar el régimen de estancamiento que ocurre mediante el cálculo de un parámetro de colisión.

De acuerdo a las distintas configuraciones que existen para generar la colisión entre plasmas (plasmas paralelos, perpendiculares, a contraflujo, etc.) se han planteado diversos modelos computacionales para simular y explicar dicho fenómeno; en un principio, la colisión de plasmas en contraflujo fue modelada a partir de un enfoque sobre códigos de fusión basados en modelos de un solo flujo, modelo que quedó incompleto pues no permitía la interpenetración de los plasmas. Un modelo más certero fue desarrollado posteriormente por Rambo y Denavit utilizando un código de multifluidos, permitiendo así tanto la región estacionaria como la interpenetración, pues cada especie es rastreada individualmente [25]. Diversos modelos computacionales se han desarrollado para simular la colisión de plasmas, sobresaliendo aquellos que utilizan códigos de multifluidos, de los cuales lo más recientemente desarrollado y utilizado es un código llamado HEIGHTS [5, 26].

## 2.2. Técnicas de diagnóstico

Una vez que se ha generado un plasma, o durante el tiempo en que se está generando, es deseable medir sus propiedades. Los plasmas, como estado de la materia, son estados complejos y la medición clara e inequívoca de sus propiedades es en consecuencia difícil. Mientras que es relativamente trivial determinar las características generales de un sólido, un líquido o inclusive un gas, la determinación de estas en un plasma llega a ser prácticamente imposible en un gran número de casos. La dificultad de la medición de los parámetros del plasma, para plasmas producidos por láser, reside en la corta duración de los plasmas.

Son diversas las propiedades que se miden de un plasma, algunas de ellas son medidas directamente, mientras que otras se miden indirectamente. Algunas de las propiedades que se miden de un plasma, además de la forma y tamaño son: densidad, temperatura, conductividad térmica, tensor dieléctrico, tasa de radiación, coeficiente de absorción de radiación, frecuencia de colisión, velocidad, resistividad ordinaria y anómala, así como la estabilidad o inestabilidades del plasma. Las técnicas de medición de plasmas se clasifican en pasivas y activas. Las técnicas pasivas son aquellas que la medición no perturba las características del plasma, por ejemplo la medición de radiación emitida. Por otro lado, las técnicas activas pueden perturbar al plasma contribuyendo entonces a errores en la medición. Dentro de las técnicas pasivas de medición de plasmas se encuentran diversas técnicas ópticas y de espectroscopía, mientras que en las técnicas activas predomina el uso de distintos tipos de sondas [1, 13].

### 2.2.1. Fotografía rápida

La fotografía y otras técnicas de imágenes han sido utilizadas como herramientas de diagnóstico para la ablación láser mediante la obtención de imágenes bidimensionales de la propagación tridimensional de la pluma. Para realizar un diagnóstico temporal de los procesos que existen durante la vida de un plasma, en las últimas décadas se han utilizado cámaras de encuadre rápido como lo son las ICCD. Las cámaras ICCD (Intensified Charge-Coupled Device - Dispositivo de Cargas Acopladas Intensificado) son cámaras con un sensor CCD que pueden ser utilizadas para obtener imágenes de la pluma de emisión por las compuertas electrónicas de alta velocidad con las que estas funcionan, a través de fotografía por cuadros de alta velocidad.

Al utilizar las cámaras ICCD como herramienta para diagnóstico de plasmas, se tiene como ventaja que se obtienen imágenes de la evolución de las plumas abarcando un amplio espectro; a su vez se pueden utilizar filtros que sólo permiten pasar determinadas longitudes de onda, permitiendo así observar la evolución de determinadas especies iónicas del plasma. De esta manera, al utilizar la alta resolución temporal que tienen las cámaras ICCD actuales, es posible determinar la distribución espacial, así como las velocidades de los distintos constituyentes del plasma [3, 4].

### 2.2.2. Espectroscopía de emisión

Una de las principales técnicas de diagnóstico de plasmas involucra la relación que existe entre las propiedades del plasma y las características del espectro de luz emitido por este. Al examinar la luz emitida por un plasma con un espectrómetro, se ha encontrado que está formado por líneas discretas, bandas y algunas veces emisión continua superpuesta. Las líneas discretas son características de la emisión de iones y átomos involucrados en el plasma. Las características medibles de las líneas espectrales son longitud de onda, intensidad, forma y ancho a la altura media. El ancho de las líneas está relacionado con la temperatura y densidad electrónica. La forma de las líneas y su desplazamiento permite determinar el mecanismo principal de ensanchamiento [1].

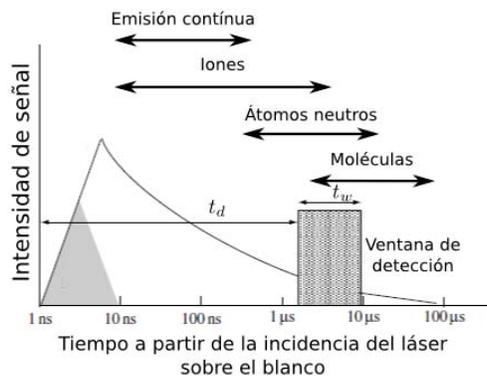


Figura 2.3: Esquema de la medición espectroscópica para un plasma inducido por láser. Las escalas de tiempo mostradas corresponden a un plasma generado en aire a presión atmosférica con un láser Nd:YAG, con emisión de pulsos de 5 a 10 ns y longitud de onda de 1064 nm [1].

La medición de los parámetros espectroscópicos se realiza un tiempo después de la ignición del plasma dado que en los primeros instantes del plasma hay emisión continua debida a bremsstrahlung y efectos de recombinación, así como intensidades demasiado altas para los instrumentos de medición. Un esquema de la medición espectroscópica para un plasma inducido por láser se muestra en la figura 2.3.

La selección del sistema espectrográfico a utilizar en las mediciones de un plasma toma en cuenta diversas consideraciones:

- Región de longitudes de onda de interés
- Estudios de baja o alta resolución, estudio de espectros, intensidades de línea o estudio detallado de los perfiles de las líneas
- Emisores débiles o fuertes, que es equivalente a tener plasmas de alta o baja densidad

- Baja o alta resolución temporal, lo que determina principalmente el detector utilizado y en menor medida el rendimiento del sistema
- Imagen estigmática o astigmática del plasma en el plano de salida

Los espectrómetros típicamente están constituidos por las siguientes partes:

- Una ranura de entrada (slit)
- Un elemento dispersivo
- Un sistema óptico, el cual forma una imagen espectral dispersa de la ranura de entrada en el plano de salida
- Un detector sobre el plano de salida

Los sistemas de dispersión utilizados en los espectrómetros son prismas, rejillas, interferómetros y cristales. Al plano de salida se acoplan los detectores para registrar el espectro a estudiar. Existe una variedad de detectores acoplables al plano de salida de los espectrómetros de acuerdo a su aplicación y al tiempo de respuesta a la radiación a medir. Se puede utilizar alternativamente una placa fotográfica o una cámara con sensor CCD para detectar varias líneas simultáneamente; sin embargo, los sensores CCD han reemplazado gradualmente el uso de las placas fotográficas para el registro de espectros. Para registrar el comportamiento de una sola línea uno de los detectores utilizados son los fotomultiplicadores.

La intensidad de las líneas espectrales observadas depende principalmente de dos factores. El primer factor está intrínsecamente ligado a las propiedades del átomo que emite y se puede describir en términos de probabilidades de transición. El segundo factor depende de las condiciones de excitación. Cuando un fotón es el resultado de emisión espontánea y hay muy poca probabilidad de que haya reabsorción por el medio, se dice que el medio es ópticamente delgado. Para descargas de gas a baja presión con la energía cinética de los electrones distribuida de acuerdo a ley de distribución de Maxwell (ecuación 2.2), el medio es ópticamente delgado. Se habla de temperatura de los electrones para condiciones tales que esta tiene un valor mucho mayor que la temperatura definida por la energía cinética de los átomos y los iones. Siempre que el intercambio de energía entre átomos y electrones sea más rápido que la tasa de excitación el sistema de descarga de gas se encuentra en equilibrio [1, 13].

### 2.2.3. Otras técnicas de diagnóstico de plasmas

#### 2.2.3.1. Interferometría láser

El láser puede ser utilizado simultáneamente como fuente de iluminación y como interferómetro, a las diferentes técnicas en las que se utiliza este recurso se les conoce como *interferometría láser*. A través de métodos fotoeléctricos se registran cambios de fase. Los métodos

de interferometría láser son comúnmente utilizados para estudiar plasmas pulsados. Esta técnica ha sido utilizada para detectar el comportamiento del plasma para tiempos cortos ( $t < 100$  ns); con esta se obtiene información sobre la densidad de distribución electrónica durante el ciclo de vida del plasma producido por láser.

Cuando un interferómetro es utilizado en un medio cuyo índice de refracción se desconoce (como lo es un plasma producido por láser), se obtiene una fase  $\Phi'$ , a la cual se debe restar la fase de fondo  $\Phi$  (que se obtiene al realizar un interferograma sin plasma) para obtener información acerca del plasma. A partir de la diferencia de fase obtenida, es posible calcular el índice de refracción del plasma,  $N = \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{\frac{1}{2}}$ , con  $n_e$  la densidad electrónica y  $n_c$  la densidad crítica del plasma. Luego, es posible obtener la densidad electrónica del plasma, siempre y cuando se cumpla que  $n_e \ll n_c$ , en caso contrario, se obtendría un valor negativo de  $N^2$  y por tanto un valor imaginario de  $N$ , lo cual indica que la onda ha dejado de propagarse [3, 12, 27].

### 2.2.3.2. Fotografía de Sombras

Una de las técnicas de diagnóstico más sencillas para detectar variaciones en el índice de refracción es la fotografía de sombras (o shadowgraphy). Derivada de la interferometría convencional, esta técnica consiste en hacer pasar un haz de luz colimado a través del medio a estudiar; esto provoca que la luz que pasa por el medio sea deflectada. La fotografía de sombras, a diferencia de la interferometría convencional, es sensible a la segunda derivada del índice de refracción.

La técnica de fotografía de sombras es muy utilizada para el estudio de ondas de choque, sin embargo, para ondas de choque de plasmas generados a presiones bajas ( $\leq 10$  Torr), esta no es práctica pues la falta de partículas provoca que la interacción de estas con el láser de iluminación no tenga suficiente intensidad como para generar una imagen [28].

### 2.2.3.3. Sondas Iónicas

A pesar de ser técnicas invasivas para el diagnóstico de plasmas, las sondas son muy útiles para el estudio de plasmas inducidos por láser. Las sondas de Langmuir son de las herramientas más antiguas para el diagnóstico de plasmas y fueron desarrolladas para determinar temperatura y densidad electrónica de plasmas estacionarios. Existen diversos tipos de sondas que pueden ser desde un simple alambre, discos planos, sondas dobles, discos paralelos, etc. El principio de funcionamiento de las sondas consiste en conectarla a una fuente de potencial que provea de voltaje positivo o negativo y a través de un osciloscopio se obtenga la corriente colectada por la sonda. Al introducir la sonda al plasma, se crea una envoltura delgada de plasma alrededor de la sonda, generando una diferencia de potencial entre la sonda y el plasma. La corriente colectada respecto al voltaje administrado pueden ser explicados a través de complicadas teorías que involucran cálculos de las trayectorias de las partículas a través de la envoltura.

Las sondas de Langmuir no proveen información respecto a los tipos de especies encontradas en el plasma, sin embargo, al poder medir distribuciones de velocidades, se obtiene importante información sobre las condiciones generales del plasma, incluyendo magnitud y tiempo de arribo de la corriente iónica. Para determinar el tipo de iones que se están midiendo existen sondas como la Copa Faraday, la cual distingue si son iones una o dos veces ionizados [29].

## 2.3. Aplicaciones

La amplia gama de aplicaciones que abarca la colisión de plasmas inducida por láseres depende, entre otras cosas de la geometría utilizada para generar la colisión entre los plasmas, por los láseres utilizados (energía y ancho del pulso), así como por los materiales de los cuales se generan los láseres.

De las aplicaciones más mencionadas en la literatura se encuentra la simulación a escala en laboratorio de ondas de choque de plasmas astrofísicos [30]. Asimismo, recientemente se han desarrollado experimentos para explotar la generación de Rayos-X a partir de la colisión de plasmas como fuente para fusión nuclear y para la generación de láseres de Rayos-X [31, 32]. Entre otras aplicaciones frecuentes de la colisión de plasmas, se encuentran también el depósito por láseres pulsados (PLD) [33], microscopía y radiografía [34, 35] y el estudio de materiales a través de la espectroscopía de rompimiento inducida por láser (LIBS-Laser Induced Breakdown Spectroscopy) [36].

Como se puede observar en el desarrollo de este trabajo, el incremento de intensidad de emisión para algunas especies de los plasmas estudiados es un aporte positivo para la técnica de LIBS. Respecto al depósito de películas delgadas, utilizando el mismo principio de colisión, pero variando la configuración geométrica se espera un panorama prometedor precisamente por el aumento de intensidades de emisión de las especies iónicas de los plasmas.

La técnica de fotografía rápida ha mostrado, por su parte, importantes similitudes con la colisión de plasmas astrofísicos, y por antecedentes de simulación de jets astrofísicos a través de plasmas inducidos por láser estudiados en el laboratorio [37], la colisión de plasmas inducidos por láser se plantea como una potencial aplicación para la simulación de colisión de plasmas astrofísicos.

## 2.4. Materiales Utilizados: Cobre y Carbono

Para la generación de los plasmas en colisión planteados en este trabajo, los materiales que se utilizaron como blancos fueron cobre y carbono debido a que son materiales que han sido ampliamente estudiados y cuyos espectros de emisión son muy conocidos. A continuación se describen brevemente algunas características de ambos materiales.

### 2.4.1. Cobre

De color rosado rojizo, el cobre es un elemento que se encuentra distribuido por todo el mundo, pero con mayor concentración en Norte América, África, América del Sur y los Montes Urales. Existe evidencia de su explotación desde hace muchos años; la química del cobre ha sido practicada desde aproximadamente el año 7000 a.C. por los pueblos del Medio Oriente, así como por los egipcios y babilonios alrededor del año 4000 a.C. El nombre del elemento proviene del latín *cuprum*, que a su vez proviene del griego Κύπρος (Chipre), lugar donde hace 5000 años se realizaba minería de este mineral, al que se le llamaba en ese momento *aes cyprium*.

Los usos del cobre son y han sido muy variados a lo largo de la historia, van desde lo ornamental hasta la industria especializada. En la actualidad, la industria del cobre se divide en dos principales vertientes, la primera es la de la producción (minería, fundición y refinación), mientras que la segunda consiste en la fabricación de materiales (trefiladoras, tubos y planchas, fundición, etc.). Los principales productos que se obtienen y utilizan del cobre a partir de las trefiladoras y fundidoras son: cables y alambres, láminas, papel, varilla, alambre mecánico, tubos, piezas forjadas, piezas de fundición y metalurgia en polvo. Desde la industria electrónica, hasta posibles aplicaciones biomédicas se han proyectado a lo largo de los años para las películas delgadas y nanopartículas de cobre debido a la alta conductividad térmica y eléctrica de este, así como de sus propiedades químicas.

Clasificación genérica de cobres y aleaciones de cobre	
Nombre genérico	Composición
<b><i>Aleaciones forjadas</i></b>	
Cobres	> 99 %Cu
Aleaciones altas en cobre	> 96 %Cu
Latones	Cu – Zn
Latones con plomo	Cu – Zn – Pb
Latones con estaño	Cu – Zn – Sn – Pb
Bronces con fósforo	Cu – Sn – P
Bronces de fósforo con plomo	Cu – Sn – Pb – P
Aleaciones de cobre y fósforo y aleaciones de cobre, fósforo y plata	Cu – P – Ag
Bronces de aluminio	Cu – Al – Ni – Fe – Si – Sn
Bronces de silicio	Cu – Si – Sn
Otras aleaciones de cobre y zinc	Cu – Zn – Mn – Fe – Sn – Al – Si – Co
Cuproníquel	Cu – Ni – Fe
Alpaca	Cu – Ni – Zn
<b><i>Aleaciones fundidas</i></b>	
Cobres	> 99 %Cu
Aleaciones altas en cobre	> 96 %Cu
Latones rojos y rojo plomo	Cu – Sn – Zn – Pb (82 % – 94 %Cu)
Latones semi-rojo y semi-rojo plomo	Cu – Sn – Zn – Pb (75 % – 82 %Cu)
Latones amarillos y amarillo plomo	Cu – Zn – Pb
Latones de manganeso y manganeso plomo	Cu – Zn – Mn – Fe – Pb
Latones/bronces de silicio	Cu – Zn – Si
Aleaciones de cobre-bismuto y cobre-bismuto-selenio	Cu – Sn – Zn – Bi – Se
Bronces de estaño	Cu – Sn – Zn
Bronces con plomo estaño	Cu – Sn – Zn – Pb
Bronces de níquel-estaño	Cu – Ni – Sn – Zn – Pb
Bronces de aluminio	Cu – Al – Fe – Ni
Cuproníquel	Cu – Ni – Fe
Alpaca	Cu – Ni – Zn – Pb – Sn
Cobre-plomo	Cu – Pb
Aleaciones especiales	Cu – Zn – Mn – Al – Fe – Co – Sn – Pb

Cuadro 2.2: Principales aleaciones de cobre y su composición [38].

Tanto aleaciones hechas a partir de la fundición, como las aleaciones de forja se clasifican por la cantidad de porcentual de cobre utilizado, así como por los elementos que estas contienen y dadas esas características, cada aleación tiene sus aplicaciones y usos. En el cuadro 2.2 se muestran las diferentes aleaciones a partir de forja y de fundición junto con los elementos con los cuales están elaboradas. El cobre y sus aleaciones son identificados por la forma del producto, su temple y composición; el temple describe las características mecánicas del

material, así como sus propiedades.

Las aleaciones de forja se dividen en seis grandes familias: cobres, aleaciones altas en cobre, latones, bronces, cuproníqueles y alpacas. Para que un material sea considerado cobre puro, este debe contener al menos 99.3% Cu , pero puede incluir desoxidantes residuales o elementos de aleaciones menores; las aleaciones altas en cobre, o aleaciones diluidas contienen  $\sim 94\%$  Cu y pequeñas cantidades de elementos de aleación como berilio, cadmio, cromo o hierro y hasta 2% de níquel, cobalto y estaño. Tanto los cobres como las aleaciones altas en cobre son utilizadas principalmente en la industria eléctrica y electrónica, las aleaciones altas en cobre son utilizadas por mantener las características eléctricas del cobre y tener mejoras en las propiedades mecánicas y térmicas. Los latones son aleaciones hechas principalmente de zinc y cobre y principalmente se fabrican láminas para hacer muelles e interruptores eléctricos, así como tuberías. Los bronces son aleaciones de cobre en las cuales el mayor material de aleación no es ni níquel ni zinc; de acuerdo a su principal elemento de aleación es su clasificación, y sus usos van desde componentes eléctricos, partes mecánicas, maquinaria marina, hasta elementos de soldadura. Los cuproníqueles son las aleaciones con mayor resistencia a la corrosión y oxidación y su principal uso reside en aplicaciones eléctricas y electrónicas. Las alpacas piden ser considerados como latones niquelados, pues generalmente contienen más zinc que níquel, su principal uso es decorativo por su apariencia plateada [38].

Cobre	
Número atómico	29
Peso atómico	$63.546 \pm 0.003$ uma
Isótopos	Cu <sup>63</sup> ; abundancia 69.09%; espín nuclear, $I = \frac{3}{2}$ Cu <sup>65</sup> ; abundancia 30.91%; espín nuclear, $I = \frac{3}{2}$
Radio atómico	1.275 Å
Punto de ebullición	2582°C
Radio covalente	Cu(I), 1.17 Å
Estructura cristalina	cúbica centrada en las cara lado del cubo 3.6078 Å (18°C) distancia más corta 2.551 Å
Densidad: 20°C, cristal simple líquido, 1250 – 1650°C	$8.95 \frac{g}{cm^3}$ $(9.351 - 0.996) \times 10^{-3} T$ (T en Kelvin)
Resistividad eléctrica	$1.6 \times 10^{-8} \Omega m$
Afinidad electrónica	1.226 (10) eV (fase gaseosa, 0K)
Potenciales de electrodo	Cu <sup>+</sup> + e <sup>-</sup> → Cu, + 0.52V Cu <sup>2+</sup> + 2e <sup>-</sup> → Cu, + 0.36V Cu <sup>2+</sup> + e <sup>-</sup> → Cu <sup>+</sup> , + 0.153V
Electronegatividad	Cu (I), 1.9 Cu (II), 2.0
Coefficiente de expansión	$17.7 \times 10^{-6}$ (25 – 300°C)
Radios iónicos	Cu (I), 0.96 Å Cu (II), 1.19 Å
Potenciales de ionización	Primero (Cu → Cu <sup>+</sup> ), 7.762 eV Segundo, 20.292 eV Tercero, 36.83 eV
Susceptibilidad magnética	20° $-0.086 \times 10^{-6}$ cgs units/g 300° $-0.085 \times 10^{-6}$ cgs units/g 600° $-0.082 \times 10^{-6}$ cgs units/g 900° $-0.079 \times 10^{-6}$ cgs units/g 1080° $-0.077 \times 10^{-6}$ cgs units/g 1090° $-0.054 \times 10^{-6}$ cgs units/g
Punto de fusión	1084.5°C
Entalpía de vaporización	337.4 kJ/mol

Cuadro 2.3: Propiedades físicas y químicas del cobre.

Con número atómico 29 y peso atómico  $63.546 \pm 0.003$  uma, el cobre es el primer elemento del subgrupo IB de la tabla periódica, grupo en el que están incluidos la plata y el oro, metales con los cuales comparte muchas características por la similitudes en su estructura electrónica  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^1$ . El electrón de la última capa 4s es el responsable de muchas de las características físicas como la conductividad eléctrica, así como la estabilidad química del cobre. El potencial de ionización del electrón de la capa 4s, 7.724 eV, es relativamente bajo, lo cual implica una fácil formación del ion Cu<sup>+</sup>. Ver cuadro 2.3.

### 2.4.2. Carbono

<i>Proceso del carbono</i>	<i>fechas</i>
Generación del fuego *	1.42 Mill. de años
Inicio de la agricultura*	15,000 años
Colonización por parte de los europeos*	siglos XV y XVI
Primeros lápices de mina	1600
Revolución Industrial*	
Descubrimiento de la composición de carbono del diamante	1797
Primer electrodo de carbono para un arco eléctrico	1800
Reconocimiento del grafito como carbono polimorfo	1855
Primer filamento de carbono	1879
Se patenta la CVD (Depósito químico de vapor) de carbono	1880
Se produce el primer grafito moldeado	1896
Datación por carbono con el isótopo $^{14}\text{C}$	1946
Producción industrial de grafito pirolítico	1950's
Producción industrial de fibras de carbono a partir del rayón	1950's
Desarrollo y producción de carbono vítreo	1960's
Desarrollo de fibras de carbono	1960's
Descubrimiento de la sintetización de diamante a baja presión	1970's
Producción de diamantes sintéticos para joyería	1985
Desarrollo de Carbón-tipo diamante (DLC)	1980's
Descubrimiento de las moléculas de fulerenos	1980's
Producción industrial de de diamantes por CVD	1992

Cuadro 2.4: Uso histórico del carbono y su relación con el hombre. \* No existe manipulación directa sobre el elemento químico, sin embargo todos estos eventos fueron parte importante del proceso hombre-carbono-medio ambiente [39].

Mientras que sobre la corteza terrestre se encuentra en una proporción de 180 ppm el carbono es el cuarto elemento más abundante en el universo en cuanto a cantidad masa, después del hidrógeno, helio y oxígeno. Con símbolo químico C, en la tabla periódica es el sexto elemento. Al carbono se le conoce desde la prehistoria al haber sido utilizado el carbón procedente de la madera como combustible. El diamante y otros alótropos del carbono han sido de importancia, entre otras cosas por sus propiedades ópticas. La palabra carbono proviene del latín *carbo* (carbón vegetal), que a su vez proviene de la raíz indoeuropea “*ker*”, que significa quemar.

Tanto para la química como para la biología y la física, el carbono es un elemento importante por su versatilidad. Químicamente, el carbono es altamente reactivo por lo que se combina fácilmente con otros elementos para generar una gran variedad de compuestos, como lo es el carbonato de calcio. Asimismo, a diferencia de otros elementos químicos, el carbono se presenta en diversos materiales compuestos únicamente por carbono, a estos se les conoce

como alótopos. Con diferentes estructuras físicas, los principales alótopos son el grafito, diamantes, lonsdaleíta y fullerenos. En cuanto a la biología, el carbono es un elemento primordial para la vida, se encuentra presente desde la fotosíntesis y casi la cuarta parte de los átomos de los tejidos de los seres vivos corresponde al carbono.

De la prehistoria hasta nuestros tiempos, el ser humano se ha caracterizado a diferencia del resto de los animales, por su capacidad de manipular el medio ambiente incluyendo a otros organismos. Desde hace 2.5 millones de años, el *Hommo habilis* fue capaz de crear sus herramientas de piedra, y aunque estas no involucraron directamente al carbono, dieron paso a la selección de otros seres como recursos, lo que se tradujo como la posibilidad de manipular el ciclo de carbono. La generación del fuego es un parteaguas importante en lo que se refiere al uso directo de materiales hechos de carbono. En el cuadro 2.4 se muestran eventos importantes en la historia del carbono y su relación con el hombre.

Carbono	
Número atómico	6
Peso atómico	$12.0107 \pm 0.0008$ uma
Isótopos	$C^{10}$ ; vida media 19.45 s; Energía de decaimiento, 3.61 MeV $C^{11}$ ; vida media 20.3 m; Energía de decaimiento, 1.98 MeV $C^{12}$ ; abundancia, 98.89 %; vida media estable $C^{13}$ ; abundancia, 1.108 %; vida media estable $C^{14}$ ; vida media 5730 años; Energía de decaimiento, 0.156 MeV $C^{15}$ ; vida media 2.4 s; Energía de decaimiento, 9.8 MeV $C^{16}$ ; vida media 0.74 s
Radio atómico	0.67 Å
Punto de ebullición	5100 K
Radio covalente	0.77 Å
Estructura cristalina	hexagonal
Densidad:	$2260 \text{ kg/m}^3$
Resistividad eléctrica	$1 \times 10^{-5} \Omega\text{m}$
Afinidad electrónica	1.594 eV
Electronegatividad	2.55
Potenciales de ionización	Primero ( $C \rightarrow C^+$ ), 11.261 eV Segundo, 24.383 eV Tercero, 47.888 eV Cuarto, 64.494 eV Quinto, 392.09 eV Sexto, 489.992 eV
Punto de fusión	Diamante: 3823 K Grafito: 3800 K
Entalpía de vaporización	Grafito: sublima 711 K $\text{kJ/mol}$

Cuadro 2.5: Propiedades físicas y químicas del carbono.

Con número atómico 6 y peso atómico  $12.0107 \pm 0.0008$  uma, el carbono es un no metal que se encuentra en el grupo 14, período 2 de la tabla periódica; tiene como configuración electrónica  $1s^2 2s^2 2p^2$ . Las principales propiedades físicas del carbono se pueden observar en el cuadro 2.5 [40, 39].

## Capítulo 3

# Técnicas experimentales

El análisis de la luz emitida en la colisión de dos plasmas (cobre y carbono) inducidos por láser sobre un blanco de cobre (Cu) y uno de carbono (C) respectivamente se llevó a cabo con un arreglo experimental como el que se muestra en la figura 3.1. El experimento se realizó en una cámara de vacío de acero inoxidable a una presión de  $5 \times 10^{-6}$  Torr. Para la generación de plasmas, dos láseres pulsados de excímero (KrF) (Láser 1) y Nd:YAG (Láser 2), sincronizados y retardados entre sí a través de un generador de pulsos (DG) con retardo variable, irradiaron un blanco de Cobre (B1) y uno de Carbono (B2), colocados uno frente al otro a una distancia de 16mm, respectivamente. A través del DG, se configuró que en todo momento se disparara primero el láser de excímero y, para diferentes retardos entre 100 ns y  $10 \mu s$  se disparara el láser de Nd:YAG en segunda instancia. Para caracterizar la colisión de los plasmas se utilizaron distintos sistemas de diagnóstico que fueron sincronizados a través del DG con el disparo de los láseres. La luz emitida por los plasmas fue colectada por medio de un sistema colector de luz (SCL) para analizar las características de los plasmas mediante la técnica de espectroscopia de emisión óptica con un espectrómetro Echelle (Princeton Instruments, HRE-250) acoplado a una cámara CCD intensificada (ICCD) y alternativamente a este, con un espectrómetro Czerny-Turner (Princeton Instruments SP500i) acoplado a un tubo fotomultiplicador (TFM) cuya señal de salida se registró con un osciloscopio (OSC). Asimismo, al espectrómetro se acopló una cámara ICCD para la medición de ciertos parámetros de los plasmas. Por otra parte, la técnica de fotografía rápida resuelta en tiempo también fue utilizada, con la cámara ICCD, para hacer el análisis de la colisión de los plasmas de Cu y C.

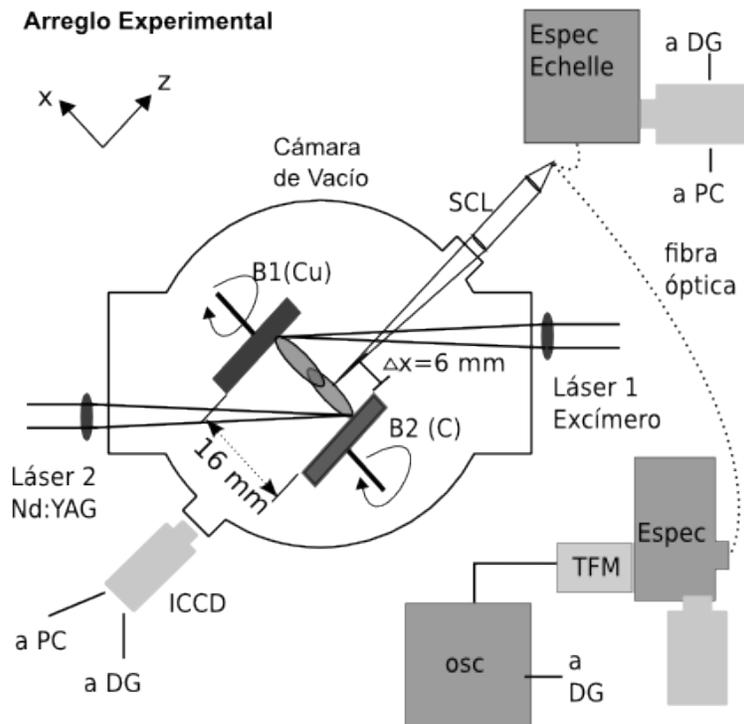


Figura 3.1: Arreglo experimental utilizado para el estudio de la colisión de plasmas de Cu y C generados por la interacción de láseres pulsados con blancos de dichos materiales. B1: Blanco de Cobre, B2: Blanco de Carbono, SCL: Sistema Colector de Luz, DG: Generador de Pulsos con Retardo Variable, ICCD: Cámara CCD intensificada, OSC: Osciloscopio, Espec: Espectrómetro Czerny-Turner, TFM: Tubo Fotomultiplicador, Espec. Echelle: Espectrómetro Echelle.

Son tres las partes en las que se puede separar el sistema experimental: (1) el sistema para la generación de plasmas, (2) el sistema de vacío y (3) los sistemas de diagnóstico. A continuación se detalla cada una de las partes del sistema experimental.

### 3.1. Sistema de generación de plasmas

El sistema para la generación de plasmas, a su vez se divide en dos partes, la que corresponde a las fuentes energéticas utilizadas (Láseres) y los sistemas de blancos, lentes y ventanas.

#### 3.1.1. Láseres

Como se mencionó en el capítulo 1, cuando un pulso láser de alta energía es enfocado sobre una superficie, una pequeña cantidad del material es evaporada y a través de posterior interacción con los fotones, es calentada hasta ser ionizada y expandirse, desde la superficie irradiada, como una nube de plasma. Las características del plasma generado dependen tanto del material irradiado como del láser utilizado entre otros parámetros. Para la formación de plasmas se utilizan láseres que abarcan longitudes de onda desde el UV hasta el IR [41]. En este trabajo experimental se utilizaron un láser de excímero (Lambda Physik, COMPex 102)

con medio activo KrF, emitiendo a 248 nm y un láser de Nd:YAG (Surelite, Continuum I) emitiendo a 1064 nm, con duración de pulso de 30 ns y 7 ns respectivamente. Ambos láseres tienen la posibilidad de dispararse internamente y externamente a partir de una señal rectangular tipo TTL; se utilizó la opción de dispararlos externamente a través de un generador de señales/retrasos (DG) para de esta manera poder sincronizarlos.

### 3.1.1.1. Láseres de excímero

Los láseres de excímero no son un solo tipo de láseres, sino una familia completa de estos con características similares de salida. Todos emiten potentes pulsos en el UV o cercanos al UV con duración de cada pulso del orden de nanosegundos. Comercialmente existe la posibilidad de operar un mismo dispositivo láser con diferentes combinaciones de gases para emitir en diferentes longitudes de onda. El término excímero se debe a la contracción de las palabras “excited dimer” (dímero excitado), que son moléculas formadas por dos átomos idénticos pero que solamente pueden existir en estado excitado y no en estado base. Actualmente, el término excímero es más extenso e incluye moléculas formadas por dos átomos distintos pero que conservan la característica de sólo existir en estado excitado. Las moléculas de excímero más importantes son aquellas formadas por gases haluros, como lo son fluoruro de argón (ArF), fluoruro de criptón (KrF), fluoruro de xenón (XeF) y cloruro de xenón (XeCl) [42]. Una mezcla de gases constituye el medio activo de los láseres de excímero: un porcentaje de entre el 88 % y 99 % de la mezcla es formado por un gas regulador que generalmente es helio o neón y es solamente entre el 0.5 % y el 12 % de la mezcla lo que constituye a los gases raros que se combinan. A partir de una descarga eléctrica se generan especies excitadas que reaccionan químicamente para formar las moléculas de excímero, las cuales decaen por emisión espontánea en tiempos de vida del orden de 10 ns, los cuáles son los tiempos para establecer la duración de los pulsos de los láseres de excímero.

### 3.1.1.2. Láseres de Nd:YAG

Comúnmente llamados YAG, los láseres de Nd:YAG son láseres de estado sólido que emiten en la longitud de onda de 1064 nm. El medio activo de estos son iones de neodimio ( $\text{Nd}^{+3}$ ) embebidos como impurezas en una barra de granate, itrio y aluminio (YAG- $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ). Para lograr la excitación de los iones de neodimio, a pesar de que las barras de YAG no tienen muchos picos de absorción en la región del visible, comúnmente se utilizan lámparas de descarga de xenón, las cuales emiten en el violeta y en el verde. Para generar los pulsos láser se utiliza un dispositivo electroóptico que permita la acumulación de estados excitados en la cavidad antes de disparar; durante el tiempo en que la lámpara excita el medio activo, el dispositivo permanece cerrado, de tal manera que cuando se alcanza un alto nivel de inversión de población, el dispositivo se abre y genera la salida de un pulso láser de orden de nanosegundos.

### 3.1.2. Blancos, lentes y ventanas

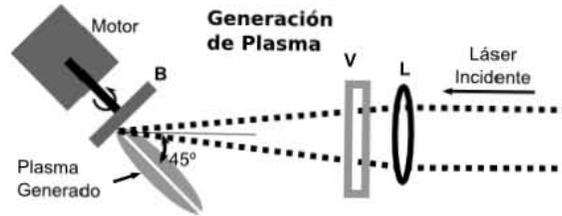


Figura 3.2: Esquema para la generación de un plasma a partir de la interacción de un láser pulsado enfocado a través de una lente (L) sobre un blanco (B); el blanco está montado sobre un motor para que no se formen cráteres debido a la ablación del material.

Cada uno de los blancos (cobre y carbono) se montó sobre un motor eléctrico de tal manera que estos estuvieran girando sobre su propio eje y no se formaran cráteres debido a la ablación del material. En ambos casos, la luz láser enfocada sobre el blanco incidió a un ángulo de  $45^\circ$  respecto a la normal del material. La figura 3.2 muestra esquemáticamente la configuración recién explicada.

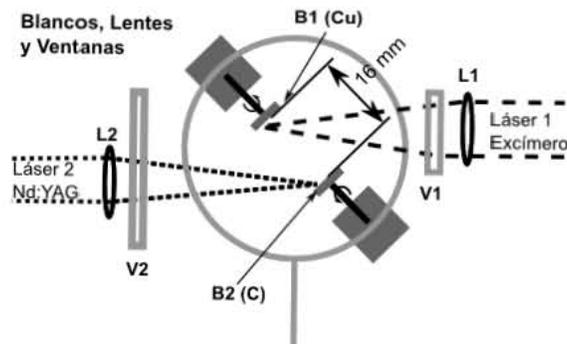


Figura 3.3: Esquema bajo el cual se trabajó para la generación de ambos plasmas con las respectivas fuentes energéticas para cada uno de los blancos.

Para el caso del plasma generado por la interacción láser de excímero-blanco de cobre, el haz láser se enfocó a través de una lente de cuarzo plano-convexa con distancia focal de 30 cm y entró a la cámara de vacío por una ventana también de cuarzo. El haz del láser de Nd:YAG se enfocó sobre el blanco de carbono a través de una lente plano-convexa de vidrio BK7 con distancia focal de 40 cm. Una ventana también de BK7 fue utilizada para que el haz entrase a la cámara de vacío. Los blancos colocados sobre sus respectivos motores se colocaron dentro de la cámara de vacío de tal manera que quedaran paralelos, uno frente al otro, a una distancia de  $\sim 16$  mm. Los motores se sujetaron a una pieza circular acoplada a una de las tapas de la cámara de vacío. En la figura 3.3 se muestra esquemáticamente la manera en que quedaron los blancos uno respecto al otro, así como respecto a las correspondientes fuentes láser.

## 3.2. Sistema de vacío

Como se mencionó al principio de este capítulo, el experimento se llevó a cabo en una cámara de vacío de acero inoxidable a una presión de  $5 \times 10^{-6}$  Torr. Para poder alcanzar y tener control sobre presiones de dicha magnitud, es necesario tomar en cuenta algunas consideraciones respecto al equipo que se utiliza para generar el vacío, así como el que se usa para medirlo. Los sistemas de vacío consisten esencialmente de tres partes: (1) cámara de vacío, (2) las bombas de vacío y (3) los medidores de vacío.

### 3.2.1. Cámara de Vacío

En la cámara de vacío es donde se llevan a cabo los experimentos, usualmente se construyen de acero inoxidable debido a su alta resistencia a la diferencia de presiones y para algunos experimentos debido a que son no-magnéticos. La geometría y los componentes de las cámaras varían de acuerdo a las características requeridas por cada grupo de trabajo y experimento. Los componentes esenciales para una cámara de vacío en la cual se lleve a cabo generación de plasmas inducidos por láser son las siguientes:

- *Porta blancos* – motor sobre el que se colocan pequeñas muestras del material a irradiar, de tal manera que la rotación de la muestra evite que el material se deteriore al ser irradiado sobre un solo punto.
- *Ventanas de cuarzo y vidrio BK7* que permitan la entrada de luz láser en las regiones del UV e IR respectivamente, así como para la caracterización de los materiales por diferentes métodos ópticos.
- Conexiones hacia el sistema de vacío.
- Entradas para medidores de vacío y para conectar los atravesadores que sujetan los porta blancos.

La cámara de vacío cuenta con siete entradas de tapas intercambiables; algunas de estas tapas son ventanas de cuarzo o vidrio. La manera en que distribuyen las entradas permite que sea posible conectar el sistema generador de vacío (bombas), medidores de presión, los atravesadores para los porta blancos y a su vez las ventanas para que se puedan hacer incidir los láseres, así como los sistemas para estudiar los plasmas generados. Para sellar las ventanas y cada una de las entradas, se utilizan sellos de neopreno o vitón según la presión que se desea alcanzar; para ultra alto vacío, se llegan a utilizar sellos metálicos.

## 3.2.2. Bombas de vacío y medidores

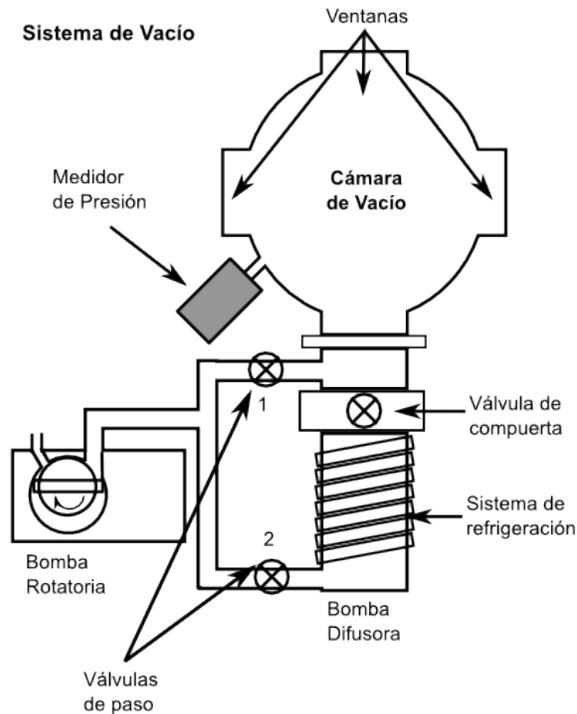


Figura 3.4: Esquema general del funcionamiento de la cámara de vacío dentro de la cuál se realizó el experimento. El vacío se generó utilizando una bomba difusora y una bomba rotatoria de paletas como bomba de respaldo.

En el sistema experimental utilizado para la generación de plasmas, se utilizó una configuración del sistema de vacío como se muestra en la figura 3.4. Para poder alcanzar la presión apropiada para el experimento, se utilizó una bomba difusora acoplada a una bomba rotatoria como respaldo. Durante todo el proceso de generación de vacío, se monitoreó la presión dentro de la cámara con un medidor de presión acoplado a la cámara a través de una de sus entradas. El medidor de presión utilizado fue un medidor tipo Pirani para la primera etapa de vacío y un medidor tipo cátodo frío para la segunda etapa de vacío. El principio de funcionamiento de las bombas y medidores de vacío están explicados en el Apéndice (Capítulo 6).

### 3.3. Sistemas de diagnóstico

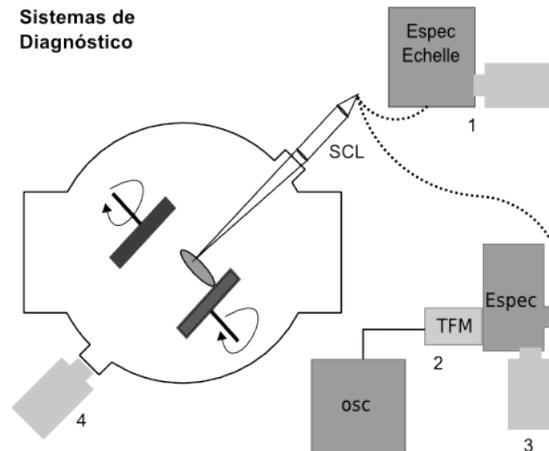
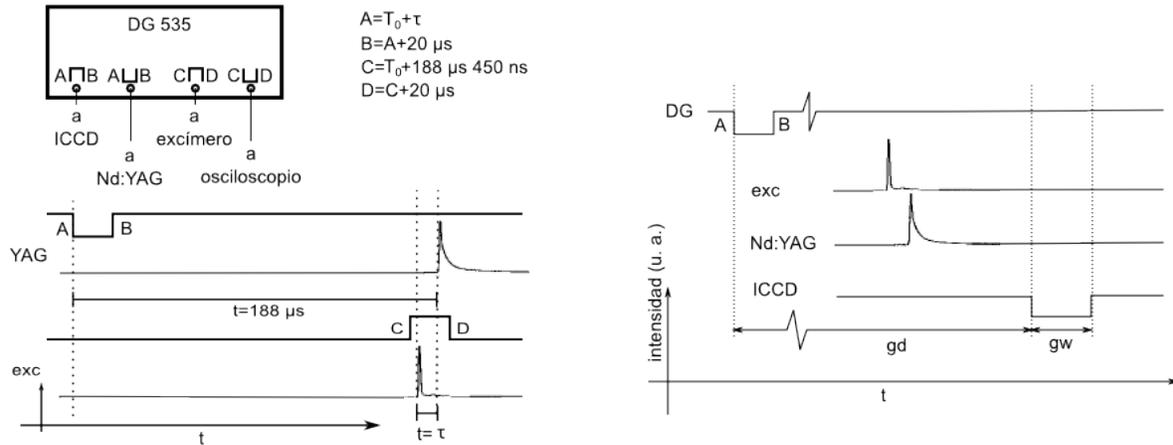


Figura 3.5: Sistemas de diagnóstico. Vista esquemática del acomodo de los sistemas de diagnóstico. 1- espectrómetro echelle conectado a su salida a una cámara ICCD; 2- tubo fotomultiplicador acoplado al espectrómetro Czerny-Turner por su entrada y a su salida a un osciloscopio; 3- cámara ICCD acoplada al espectrómetro Czerny-Turner; 4- cámara ICCD para la observación directa del plasma.

Para poder caracterizar el fenómeno de colisión de plasmas de manera global, se utilizaron diversos sistemas de diagnóstico de acuerdo a las posibilidades que cada uno de ellos arrojó. Se identificaron las especies iónicas y atómicas con la luz colectada a través del SCL con un espectrómetro Echelle acoplado a una cámara ICCD (número 1 de la figura 3.5). Para especies iónicas y atómicas características tanto del cobre como del carbono se midió la distribución del tiempo de vuelo de estas, dirigiendo la luz colectada al espectrómetro Czerny-Turner acoplado al tubo fotomultiplicador (número 2 de la figura 3.5); la señal generada por el tubo fotomultiplicador se registró con el osciloscopio. Y se utilizó la cámara ICCD para observar la evolución de los plasmas antes, durante y después de la colisión mediante fotografía rápida (número 4 de la figura 3.5). Mientras el espectrómetro Echelle permitió realizar observaciones para una amplia región del espectro 350 – 850 nm y sirvió para obtener información general del comportamiento de los plasmas a través de las diversas líneas de emisión detectadas, el espectrómetro Czerny-Turner, utilizando la red de difracción de  $2400 \text{ líneas/mm}$ , se utilizó para realizar estudios sobre las líneas detectadas de cada plasma y su comportamiento durante la colisión.

### 3.3.1. Sincronía con sistemas de detección



(a) Sincronía entre generación de plasmas y sistemas de diagnóstico. La cámara ICCD y el láser Nd:YAG se conectaron a las señales TTL positiva y negativa de los canales A y B respectivamente; el láser excímero y el osciloscopio, a su vez se conectaron a las señales TTL positiva y negativa de los canales C y D, respectivamente.

(b) Esquema de sincronía entre generación de plasmas y apertura del obturador de la cámara ICCD. El retraso de obturación de la cámara ( $gd$ ) y el tiempo de obturación ( $gw$ ) se pueden ajustar internamente.

Figura 3.6: Sincronía entre generación de plasmas y sistemas de diagnóstico.

Como se mencionó en la sección 3.1.1, los láseres se sincronizaron entre sí mediante un generador de pulsos con retardo variable (DG); este mismo DG se utilizó para sincronizar los sistemas de detección con la formación de los plasmas y su colisión. El DG utilizado en el experimento tiene 4 canales de salida como se muestra en el esquema de la figura 3.6a. Como se muestra en la figura, la cámara ICCD y el láser Nd:YAG se conectaron a las señales TTL positiva y negativa respectivamente de los canales A y B, mientras que el láser de excímero y el osciloscopio se conectaron a las señales del DG TTL positiva y negativa respectivamente generadas por los canales C y D. Para poder ser disparados tanto el láser de Nd:YAG y el láser de excímero externamente, es necesario que la señal que se les aplica sea una señal tipo TTL con una tensión de 5 Volt y tenga una duración de  $20 \mu s$ . El láser de Nd:YAG tiene una respuesta de  $171 \mu s$  después de haber sido disparado externamente, mientras que el láser de excímero tiene una respuesta de sólo  $1 \mu s$  después de su disparo externo, por esta razón, para generar en primera instancia el plasma de cobre (interacción láser de excímero-blanco de cobre) es necesario retardar la señal del canal C  $188 \mu s$   $450 \text{ ns}$  después de haber generado la señal del canal A. La configuración temporal recién mencionada permite así que el retraso entre láseres (primero el láser de excímero y después el láser de Nd:YAG) sea controlado al variar únicamente el parámetro A del DG.

Para poder monitorear los pulsos láser y el tiempo en que eran generados, uno respecto a otro, se utilizaron fotodiodos cuya señal se registró en el osciloscopio. Asimismo, las señales de apertura de la cámara ICCD y las señales de disparo de los láseres también se monitorearon

con el osciloscopio para tener un mejor control de los parámetros de retraso y la adquisición de señales luminosas mediante la cámara y el osciloscopio (en el caso de mediciones con el tubo fotomultiplicador).

Una vez disparada la cámara ICCD a través del DG, se tiene la posibilidad interna de retrasar el momento de obturación (gd), así como se tiene el control sobre el tiempo de obturación (gw) (Fig. 3.6b).

### 3.3.2. Fotografía Rápida

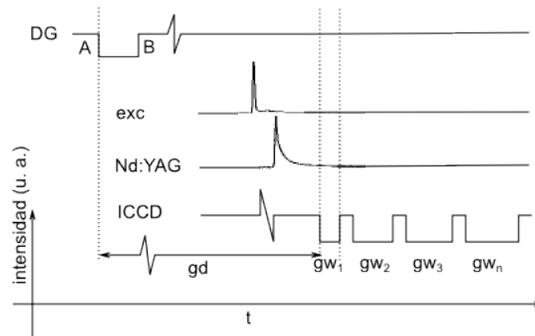


Figura 3.7: Esquema temporal para la obturación de la cámara ICCD respecto a la generación de los plasmas. A partir de la generación de los plasmas se abre el obturador de la cámara con un tiempo de retardo (gd) determinado. La cámara se puede programar para realizar disparos tipo ráfaga con un tiempo de obturación (gw) definido por el usuario.

Se utilizó la técnica de fotografía rápida para analizar la dinámica de la colisión de las plumas de los plasmas de Cu y C utilizando la cámara ICCD equipada con un lente telefoto. La cámara se alineó perpendicularmente a la dirección de expansión de los plasmas obteniendo proyecciones bidimensionales de la colisión. El obturador de la cámara se controló como se menciona en la figura 3.7. Cada imagen obtenida por la cámara contiene la luz emitida por los plasmas dentro del rango espectral de 350 a 900 nm, que es el rango de sensibilidad de la cámara acoplada al lente telefoto.

### 3.3.3. Identificación de especies

Para conocer el comportamiento general de los plasmas en colisión se identificaron las especies iónicas y atómicas de los plasmas de cobre y carbono por separado y posteriormente se recurrió a detectar la emisión de las mismas especies para distintos retrasos entre la generación de ambos plasmas. Esta parte del diagnóstico se realizó dirigiendo la luz colectada con el SCL al espectrómetro Echelle y recopilando la información con la cámara ICCD conectada a la PC como se muestra en el esquema de la figura 3.5.

El espectrómetro echelle tiene la ventaja sobre otros pues a partir de una sola imagen se adquieren datos de todo el rango espectral del fenómeno estudiado, por lo que para el propósito de esta parte del experimento fue bastante efectivo: con pocas tomas se pudo obtener información sobre las especies más importantes en cada uno de los plasmas para diferentes tiempos después de haberse generado tanto cada plasma como ambos plasmas. El intervalo del espectro de emisión de los plasmas adquirido con este arreglo estuvo comprendido en las longitudes de onda de 350 nm a 850 nm.

### 3.3.4. Distribuciones de tiempo de vuelo

El espectrómetro Czerny-Turner tiene tres rejillas que se pueden seleccionar de acuerdo a la resolución con que se quieran realizar las mediciones, así como el ancho espectral que se requiera abarcar (150 líneas/mm, 1200 líneas/mm, 2400 líneas/mm); asimismo, la salida de la señal adquirida se puede dirigir hacia un tubo fotomultiplicador (TFM) o hacia una cámara CCD intensificada alternadamente.

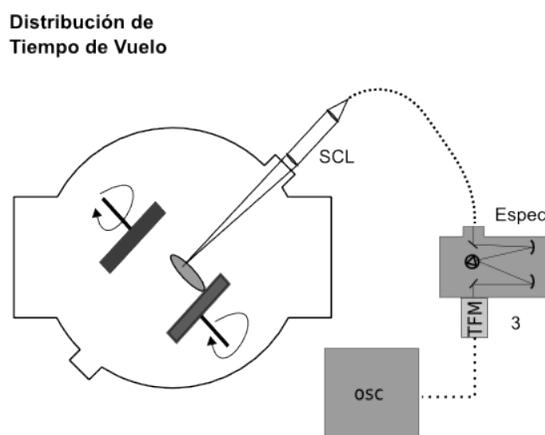


Figura 3.8: Esquema experimental para el diagnóstico de los plasmas en colisión a través del TFM acoplado al espectrómetro Czerny-Turner.

La luz emitida por los plasmas se dirigió a través del SCL al sistema de diagnóstico compuesto por el espectrómetro Czerny-Turner de distancia focal de 50 cm (Princeton Instruments, SP500i) acoplado a un tubo fotomultiplicador, a su vez conectado a un osciloscopio, para observar el comportamiento de los plasmas en colisión en función de diferentes retrasos entre estos para determinadas líneas espectrales escogidas a partir de lo observado con el espectrómetro Echelle (Fig. 3.5). En la figura 3.8 se muestra el arreglo experimental para la observación del comportamiento a través del tiempo de las líneas espectrales. Para realizar las mediciones se utilizó la red de difracción de 2400 líneas/mm.

Se realizaron mediciones para líneas espectrales características de los plasmas de Cu y C que se registraron en el osciloscopio. La posibilidad de comparar el comportamiento en el tiempo de las especies iónicas y atómicas de los plasmas individuales con respecto a la interacción

entre ellos con este arreglo experimental permite realizar distintos diagnósticos. Al coleccionar la luz emitida a distintas distancias respecto a cada uno de los blancos se puede determinar la velocidad de cada una de las especies iónicas y atómicas de los plasmas generados. Para distintas distancias fijas a los blancos, se efectuaron mediciones variando el retraso entre la generación de los plasmas, observando el comportamiento de las especies de los plasmas en el tiempo tanto para las plumas individuales como para los plasmas en colisión. Las señales medidas para los plasmas en colisión (DP) y un solo plasma generado (SP) fueron medidas para la misma línea espectral de una especie atómica o iónica determinada. Para realizar el análisis de estas mediciones se realizó el cociente entre las áreas bajo la curva del tiempo de vuelo correspondiente a SP y a DP  $\left(\frac{DP}{SP}\right)$  para diferentes retrasos entre láseres a manera de comparación entre los plasmas independientes y los plasmas en colisión. Con la señal del TFM obtenida a través del osciloscopio se realizó un promedio de 100 adquisiciones para cada medición.

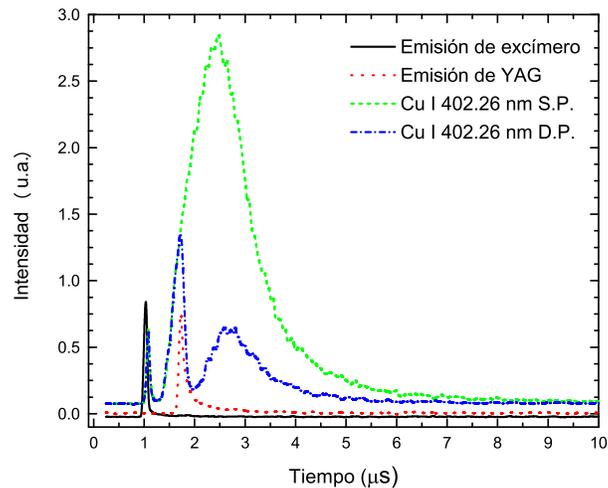


Figura 3.9: Señal típica de tiempo de vuelo para la línea de emisión de Cu I 402.26 nm. En negro y rojo se muestra la luz detectada por un fotodiodo al momento de ser disparados los láseres de excímero y Nd:YAG respectivamente. Se puede notar la diferencia entre la curva de tiempo de vuelo para la línea de Cu I 402.26 nm cuando sólo está la presencia del plasma de cobre (S.P.) y cuando se presenta el esquema de plasmas en colisión (D.P.). El láser de Nd:YAG fue disparado 625 ns después del de excímero.

En la figura 3.9 se muestra una señal típica de tiempo de vuelo obtenida por la señal de salida del tubo fotomultiplicador a través del osciloscopio; en la figura también se muestran las señales observadas con los fotodiodos para monitorear la generación de los plasmas y el retraso entre estos.

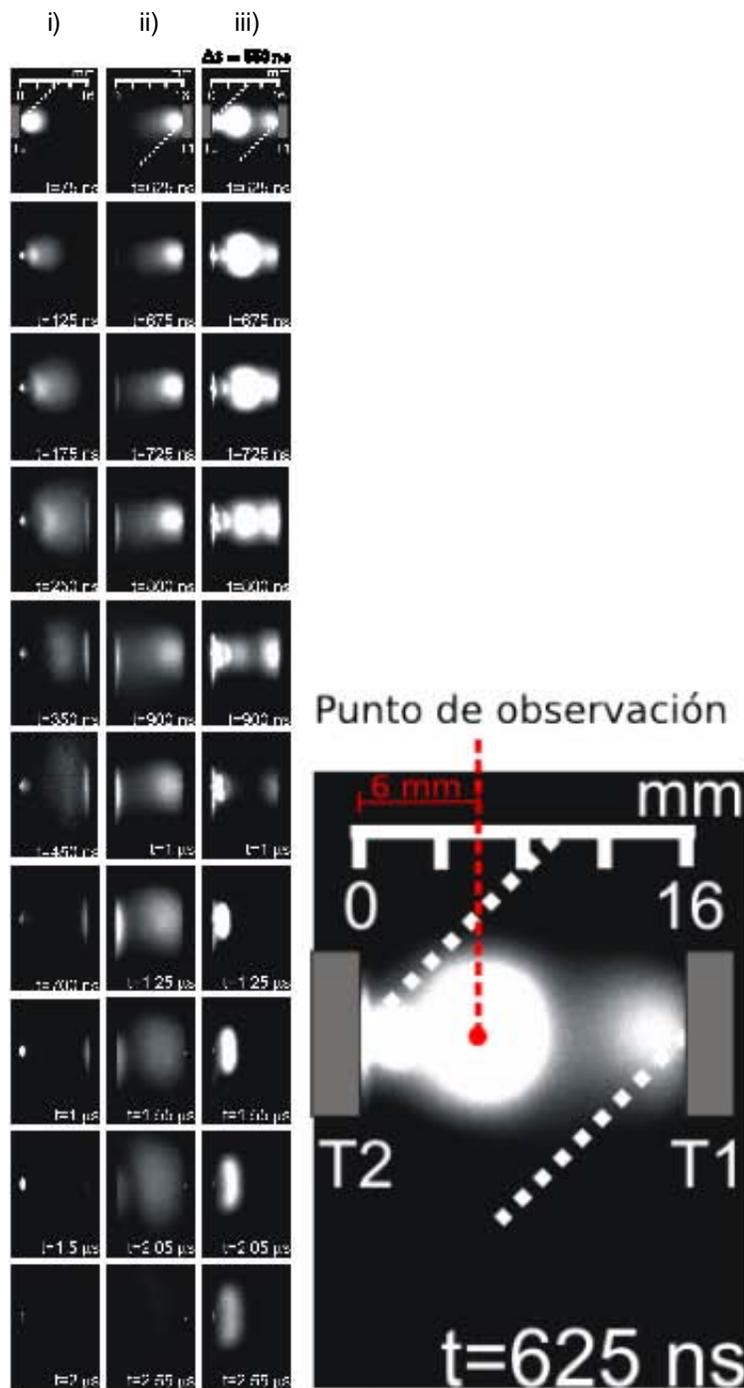
# Capítulo 4

## Análisis y resultados

### 4.1. Fotografía rápida

Al generarse un plasma en el vacío, éste se expande adiabáticamente, alejándose del blanco donde fue generado. Debido a la disposición de los blancos en este trabajo, resulta importante el estudio cualitativo de la expansión de los plasmas y de su comportamiento al momento de la colisión. Para realizar este estudio, se utilizó la técnica de fotografía rápida con ayuda de la cámara ICCD. Se realizaron series de fotografías de la evolución de los plasmas individuales y para los plasmas en colisión con un retraso entre la generación de los plasmas de  $\Delta t = 550$  ns. En la figura 4.1 se muestra la comparación de la expansión de las plumas individuales contra la evolución de los plasmas en colisión para un retraso de  $\Delta t = 550$  ns, ya que este retraso fue el que mostró intensificación óptima para las líneas de cobre en el punto de estudio  $\Delta x = 6$  mm. En la primera fila de la figura 4.1a están representados los haces láser en el ángulo en el que inciden sobre sus respectivos blancos mediante una línea punteada. La columna izquierda corresponde a la serie de fotografías del plasma de carbono, la columna central corresponde a las fotografías correspondientes al plasma de cobre y la columna de la derecha corresponde a los plasmas sincornizados con un desfase de  $\Delta t = 550$  ns. Cabe resaltar que debido al desfase temporal que existe entre los plasmas en colisión, y recordando que el primer plasma en ser generado es el de cobre, entonces, para hacer una comparación real entre la evolución de los plasmas individuales con los mismos en colisión, la cámara se comenzó a disparar después de la generación del plasma de carbono.

Se puede observar que en la figura 4.1a, las columnas i) y ii) muestran la expansión libre de plasmas en vacío como se esperaría por las condiciones del experimento. Se puede corroborar también, por las fotografías a distintos tiempos después de la generación de cada plasma, que la expansión de la pluma de carbono es más rápida que la de cobre, lo cual concuerda con los resultados obtenidos a través de los estudios con el TFM (sección 4.3). Comparando las series de fotografías de los plasmas individuales (columnas i y ii de Fig. 4.1a) con la serie de fotografías de los plasmas en colisión (columna iii) se puede observar que al colisionar los plasmas, entre los dos blancos aparece una zona de emisión de luz distinta a la evolución de las plumas individuales. Esta nueva zona de emisión es consistente con los resultados obtenidos mediante el TFM correspondientes a la emisión de iones de cobre para tiempos menores a  $1 \mu s$ , mientras que para tiempos mayores a  $1 \mu s$  aparece un nuevo componente



(b) De acuerdo a las observaciones realizadas con la técnica de fotografía rápida, se pudo observar que el punto ideal para realizar mediciones mediante las técnicas espectroscópicas fue a los 6 mm del blanco de carbono.

Figura 4.1: Imágenes obtenidas con la técnica de fotografía rápida de la evolución de los plasmas en el tiempo: i) plasma de carbono, ii) plasma de cobre, iii) colisión entre plasmas con un tiempo de retardo  $\Delta t = 550$  ns. La geometría de los tres arreglos experimentales se muestra en la primera imagen de cada columna, donde la línea punteada muestra el camino del haz láser para generar cada plasma. T1 es el blanco de cobre, T2 es el blanco de carbono. Los valores de  $t$  dentro de cada fotografía corresponden al tiempo transcurrido después de haber sido iniciado el láser de excímero en las columnas ii) y iii), y después de haber sido iniciado el láser Nd:YAG en la columna i).

cercano a la superficie de carbono; dicho componente parece permanecer en estado estacionario hasta alrededor de  $\sim 3 \mu\text{s}$ . Comparando esta información con los espectros obtenidos con el espectrómetro Echelle y con los datos obtenidos a través del TFM para  $\Delta x = 6 \text{ mm}$ , se puede observar que la zona de emisión que permanece en estado estacionario corresponde a la emisión de  $\text{C}_2$ , Cu I y Cu III, pero la larga duración de la luz emitida se puede deber principalmente al proceso de formación de  $\text{C}_2$  y a las bajas velocidades de estas moléculas.

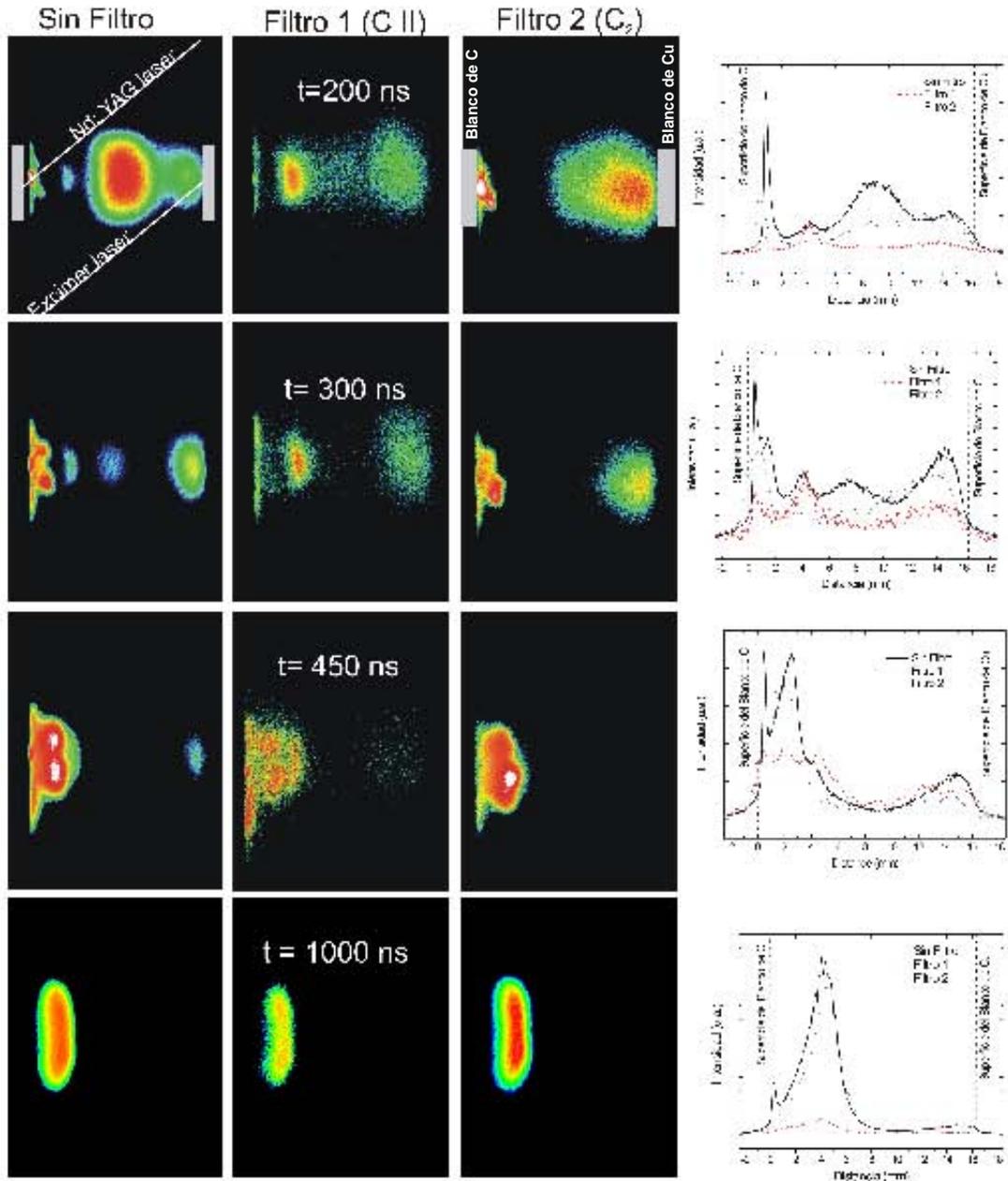


Figura 4.2: Imágenes obtenidas con la técnica de fotografía rápida. La columna izquierda corresponde al proceso evolutivo de los plasmas en colisión en un período de tiempo de  $t = 200$  ns a  $t = 1000$  ns para un retardo entre la generación de plasmas de  $\Delta t = 550$  ns. Las columnas centrales corresponden al mismo proceso evolutivo utilizando filtros ópticos interferenciales con los cuales solamente se observa la luz emitida a 426.7 nm para el Filtro 1, y el Filtro 2 corresponde a la zona de emisión de bandas moleculares del carbono  $C_2 \Delta\nu = +1$ . En la columna de la derecha se muestran los perfiles de intensidad luminosa de las series de fotografías tomadas.

Para profundizar el análisis realizado anteriormente a través de las fotografías tomadas con la cámara ICCD, se realizó una serie de fotografías de los plasmas en colisión utilizando filtros ópticos interferenciales que corresponden a la línea de carbono C II 426.7 nm y a la zona de las

bandas moleculares  $C_2 \Delta\nu = +1$ . Estas series de fotografías se realizaron nuevamente para un retraso entre láseres  $\Delta t = 550$  ns . En la figura 4.2 se muestra la evolución de los plasmas en colisión, la columna de la izquierda es la serie de fotografías realizada sin filtro (todos los componentes emisores de luz son captados), la segunda y tercera columnas corresponden a las series de fotografías con el filtro para  $C II 426.7$  nm y  $C_2 \Delta\nu = +1$  respectivamente, a la derecha de cada fila se muestra una comparación de los perfiles de intensidad de las fotografías. Se observa claramente que 450 ns después de la generación del plasma de carbono, la contribución de la generación de luz corresponde a las bandas moleculares de carbono.

## 4.2. Espectro de emisión de cobre y de carbono

Para poder analizar la interacción de los plasmas en colisión de manera general se utilizó el espectrómetro Echelle acoplado a la cámara ICCD como se menciona en el Capítulo 3. Se localizaron las líneas espectrales de emisión de las diferentes especies iónicas y atómicas para cada uno de los plasmas generados en el intervalo de longitudes de onda de 350 nm a 850 nm; el plasma de Cu generado a partir de la interacción del blanco de Cu con el láser de excímero, y plasma de C a partir de la interacción del blanco de C con el láser de Nd:YAG. El espectro de emisión de los plasmas individuales se comparó con el espectro adquirido para los plasmas en colisión para 10 diferentes retrasos entre láseres ( $\Delta t$ ) en un rango de 0 a 10  $\mu s$ . Las líneas de emisión obtenidas para cada uno de los plasmas se identificaron en las bases de datos del espectro atómico *NIST* y *Kurucz* [43, 44].

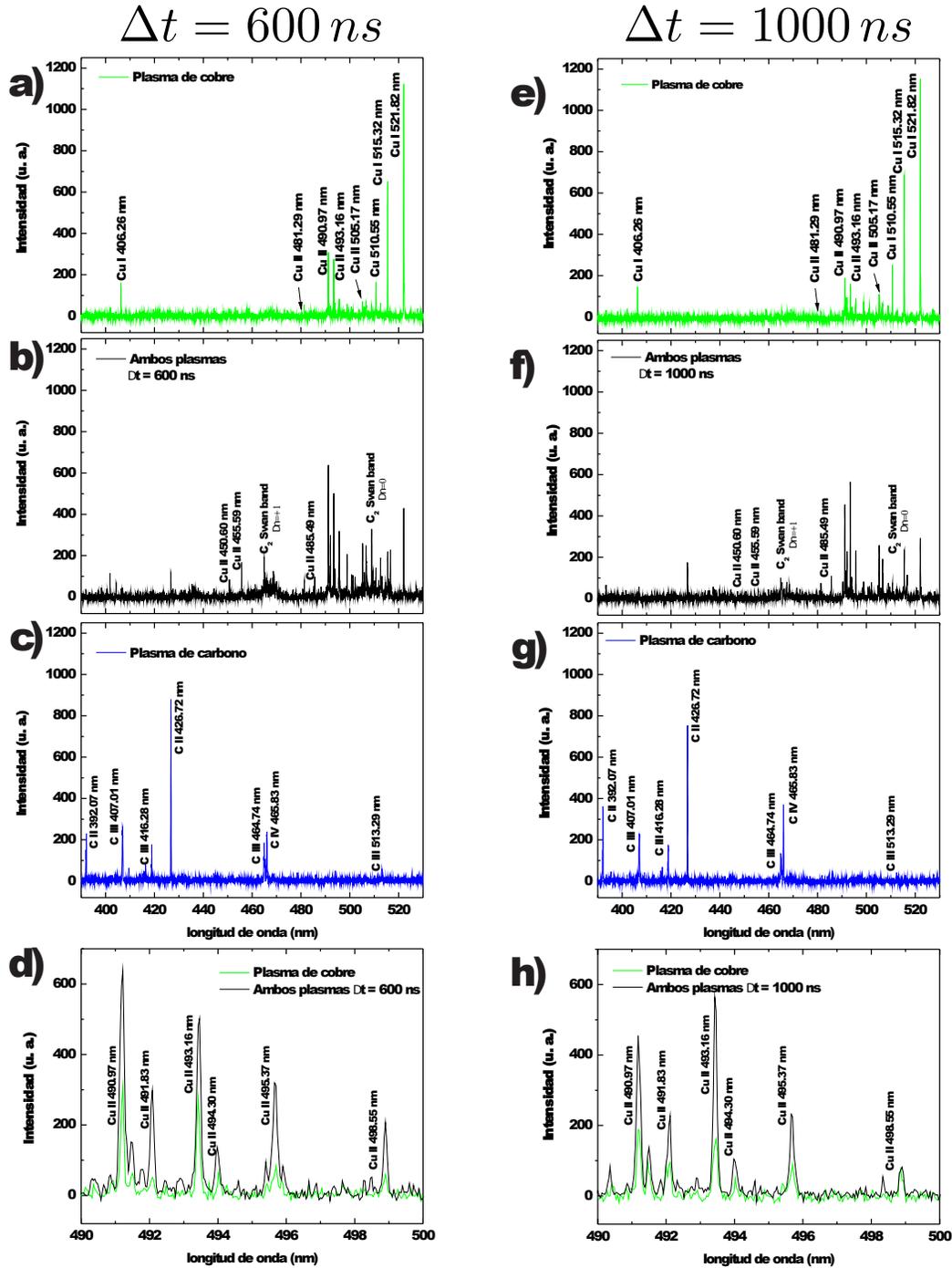


Figura 4.3: Espectro  $\Delta t = 600 \text{ ns}$  y  $\Delta t = 1000 \text{ ns}$ ,  $\Delta x = 6 \text{ mm}$ . En los incisos a) y f) de pueden observar los espectros de emisión del plasma de cobre en un rango del espectro de los 390 nm a 530 nm, los incisos c) y g) muestran el espectro observado del plasma de carbono para un rango del espectro de 390 nm a 530 nm. En los incisos b) y f) se puede observar la intensificación de emisión del plasma de cobre al interactuar los plasmas, así como la aparición de nuevas especies para una  $\Delta t$  de 600 ns y 1000 ns, respectivamente. Los incisos d) y h) corresponden a un acercamiento del espectro de emisión en la colisión de plasmas para un rango del espectro de 490 nm a 500 nm y  $\Delta t = 600 \text{ ns}$  y  $\Delta t = 1000 \text{ ns}$ , respectivamente.

Material	Especie	Longitud de onda (nm)
Cobre	Cu I	406.26
		510.55
		515.32
		521.82
	Cu II	450.60
		455.59
		481.29
		485.49
		490.97
		491.83
		493.16
		494.30
		495.37
		498.55
505.15		
Carbono	C II	392.07
		426.72
	C III	407.01
		416.28
		464.74
		513.29
	C IV	465.83

Cuadro 4.1: Longitudes de onda observadas en el intervalo de 400 – 530 nm para los plasmas de cobre y carbono estudiados.

Cada grupo de adquisiciones de datos mediante esta configuración (plasmas individuales y plasmas en colisión para  $\Delta t$  dado) se realizó con las mismas condiciones de la cámara ICCD. El retraso de obturación de la cámara (gd) se ajustó para seguir al pulso solo o al primer pulso en la configuración de los plasmas en colisión, y el tiempo de obturación (gw) se ajustó entre 5 y 15  $\mu\text{s}$  para registrar toda la radiación emitida por los plasmas. Para todos los casos, el espectro adquirido se obtuvo promediando 30 pulsos.

En la figura 4.3 a) - d) (columna izquierda) se observa el espectro adquirido a  $\Delta x = 6$  mm de la superficie del blanco de carbono para cada uno de los plasmas por separado así como para los plasmas en colisión con un retraso  $\Delta t = 600$  ns entre estos, siendo el primer plasma generado el de Cu. El retraso de obturación de la cámara (gd) y el tiempo de obturación (gw) de la misma utilizados para estas mediciones fueron de 100 ns y 5500 ns respectivamente. En la figura 4.3 a)- c) se aprecia el rango de longitudes de 400 – 530 nm donde se detectaron líneas de emisión de Cu y C (Fig. 4.3 a) y c) respectivamente) y se compararon con la emisión obtenida para los plasmas en colisión (Fig. 4.3 b). Se puede observar que se logró identificar líneas de emisión de Cu I – III y C II – IV para los plasmas individuales de cobre y carbono respectivamente, además se observó que en el caso del plasma de carbono no hubo aparición

de especies neutras ni especies moleculares (Swan bands- $C_2$ ). Un registro de las longitudes de onda observadas en el intervalo de longitudes de onda 400 – 530 nm para cada los plasmas de cobre y de carbono estudiados se muestra en el cuadro 4.1.

Con los datos obtenidos tanto en la región mostrada en la figura 4.3 (400 – 530 nm) como en toda la región espectral estudiada (350 – 850 nm) se pudo analizar el comportamiento de los plasmas en colisión al comparar las líneas espectrales para el pulso solo (SP) con las respectivas líneas emitidas durante la interacción de los plasmas (DP). Comparando las figuras 4.3 a) y 4.3 b) se muestra que la emisión de los iones de cobre (Cu II – III) es más intensa para el caso de los plasmas en colisión que para el plasma de cobre solo. En la intensidad de emisión del cobre atómico (Cu I) se observa un comportamiento contrario, en este caso se observa una desintensificación de la emisión cuando existe interacción entre los plasmas de Cu y C. En la figura 4.3 d) se observa claramente la intensificación en la emisión de las partículas de cobre una vez ionizado (Cu II) al momento de trabajar con los plasmas en colisión respecto al plasma de cobre solo.

Al momento de comparar las líneas de emisión de carbono (Fig. 4.3 c) y b)) se observa que la intensidad de emisión de todas las líneas de C II – IV disminuye significativamente al momento de interaccionar los dos plasmas. Sin embargo, para el caso de plasmas en colisión, aparecen zonas correspondientes a la emisión de carbonos moleculares ( $C_2$ ), tales que no eran observadas para el plasma de carbono solo.

Se realizó un análisis similar al recién mencionado para diferentes retrasos entre la generación de los plasmas. En la figura 4.3 e) - h) (columna derecha) se muestran las mismas regiones analizadas que en la figura 4.3 a) - d), sólo que en este caso el retraso entre la generación de los plasmas fue de  $\Delta t = 1000$  ns. Se puede observar que aunque el comportamiento general para las diferentes especies de Cu y C es cualitativamente el mismo, la relación  $\left(\frac{DP}{SP}\right)$  cambia significativamente; es decir, para las especies iónicas de cobre (Cu II – III) se sigue observando aumento en la intensidad de emisión, en las líneas espectrales correspondientes a Cu I y C II – IV disminuye la intensidad de emisión y aparecen las bandas moleculares de carbono cuando interaccionan los dos plasmas, pero el incremento en la intensidad de emisión para especies iónicas de cobre es menor que el observado para  $\Delta t = 600$  ns, y la razón en la que se desintensifican las especies de Cu I y carbono también es diferente.

### 4.3. Razón de cambio $\frac{DP}{SP}$ para diferentes retrasos entre láseres

Con el antecedente del análisis de la variación del comportamiento de los plasmas de Cu y C en colisión, de acuerdo al retraso entre la generación de estos ( $\Delta t$ ), se hicieron mediciones para diferentes retrasos entre plasmas en el rango de 100 – 8000 ns, con lo que se pudo encontrar un comportamiento general de la colisión de los plasmas de cobre y de carbono que se muestra en la figura 4.4.

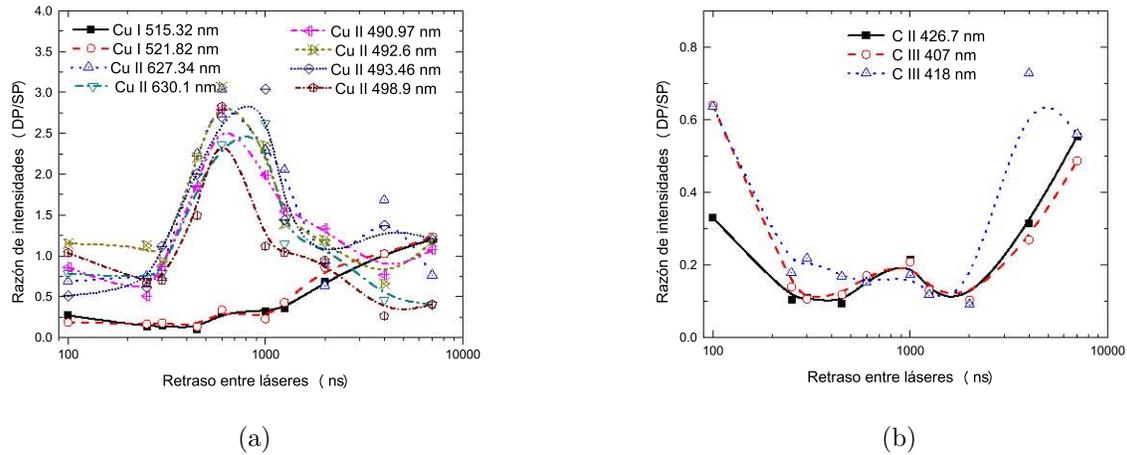


Figura 4.4: Razón de intensidades de emisión para varias líneas espectrales de especies de Cu I-II (a) y C II-III (b) para distintos retrasos entre la generación de los plasmas a partir de los espectros obtenidos con el espectrómetro Echelle.  $\Delta t = 100 - 8000$  ns,  $\Delta x = 6$  mm.

Cu I	Cu II	Cu III	C II	C III	C IV
402.26 nm	368.65 nm	374.47 nm	426.7 nm	406.99 nm	465.83 nm
521.82 nm	630.10 nm	379.08 nm	-	464.74 nm	-

Cuadro 4.2: Líneas representativas de las distintas especies de cobre y carbono seleccionadas para el estudio de la interacción de los plasmas en colisión.

De acuerdo al panorama general obtenido con el espectrómetro Echelle, se realizó un estudio más fino seleccionando líneas de emisión características para las distintas especies de Cu y de C estudiando su evolución en el tiempo con el arreglo experimental mencionado en la sección 3.3.4. Las líneas seleccionadas para este análisis se muestran en el cuadro 4.2. Las mediciones se realizaron a  $\Delta x = 6$  mm de la superficie de carbono, obteniéndose señales de tiempo de vuelo como las de la figura 3.9. A cada curva obtenida (SP y DP) se le calculó el área bajo la curva, que es lo equivalente a medir la cantidad total de luz emitida en el tiempo.

De igual manera que para el espectrómetro Echelle, la manera de comparar la cantidad de luz medida para cada línea de emisión de las especies fue realizando el cociente  $\frac{DP}{SP}$ , donde DP corresponde a la luz emitida en la correspondiente línea de emisión para los plasmas en colisión y SP corresponde a la cantidad de luz emitida para cuando se genera un solo plasma. Para distintos retrasos entre la generación de plasmas ( $0 - 10 \mu s$ ) se realizó el análisis de intensificación (desintensificación) de la señal medida para las líneas de emisión seleccionadas tanto de Cu como de C. En la figura 4.5 se muestran los resultados obtenidos de intensificación y desintensificación de la luz emitida por las distintas líneas de Cu y de C (iónicos y atómicos).

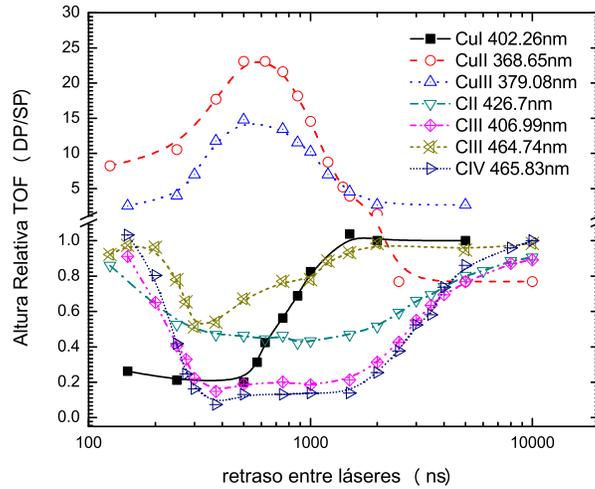


Figura 4.5: Razón de intensidades de emisión para distintas líneas espectrales de especies de Cu I-III y C II-IV para distintos retrasos entre la generación de los plasmas a partir de los espectros obtenidos con el arreglo del SP-500i con el TFM.  $\Delta t = 100 - 8000$  ns,  $\Delta x = 6$  mm.

Se puede observar que tanto para las líneas que muestran intensificación como desintensificación existe una variación notable para los distintos retrasos entre los plasmas. Más aún, en el caso de la intensificación existe un máximo de intensificación para retrasos entre 500 y 650 ns para las especies iónicas de Cu (Cu II – III). En el resto de las líneas observadas (Cu I y C II – IV) la desintensificación de la señal luminosa muestra cambios respecto al retraso entre la generación de los plasmas ( $\Delta t$ ); se puede notar para las líneas de emisión de C II – IV que aparecen dos mínimos en la desintensificación respecto al retraso entre plasmas. El primer mínimo de desintensificación se ubica en un retraso entre láseres  $\Delta t \sim 280$  ns, mientras que el segundo mínimo se localiza para un retraso entre láseres de  $\Delta t \sim 1050$  ns. Por otro lado, se puede observar que el comportamiento de la línea de C III 464.74 nm es ligeramente diferente al observado para el resto de líneas de C III. Dicho comportamiento se puede atribuir a que esta línea se encuentra en la región espectral de la Swan band  $C_2 \Delta\nu = +1$ , aunque esta observación no es concluyente con la información hasta aquí obtenida.

<i>Especie</i>	Cu I 521.82 nm	Cu II 498.55 nm	C II 426.7 nm	C III 406.99 nm 464.74 nm	C IV 465.82 nm
<i>Velocidad</i> $\left[\frac{\text{km}}{\text{s}}\right]$	$10.5 \pm 0.9$	$23.2 \pm 0.8$	$47.7 \pm 0.6$	$77.3 \pm 2.6$ $79.8 \pm 3.2$	$88.6 \pm 3.1$

Cuadro 4.3: Velocidades obtenidas mediante regresión lineal para las distintas especies de los plasmas estudiados.

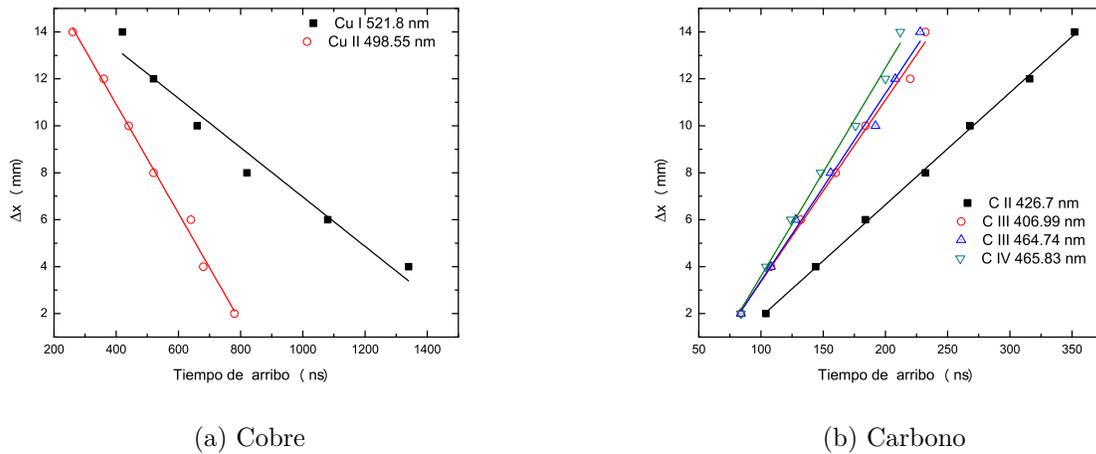


Figura 4.6: Velocidades de vuelo obtenidas mediante regresión lineal para las distintas especies de cobre y carbono estudiadas. Se realizaron mediciones de tiempo de arribo a diferentes distancias de los blancos. Las líneas de tendencia cuya pendiente corresponde a las velocidades de las especies de cobre y de carbono tienen diferente dirección pues se consideró la superficie del blanco de carbono como  $x = 0$  mm, por lo que la superficie del blanco de cobre corresponde a  $x = 16$  mm

Existen dos mecanismos conocidos por los cuales se puede presentar la intensificación en la emisión de líneas de Cu II – III (Figs. 4.3, 4.4 y 4.5). El primero consiste en un fenómeno de recalentamiento debido a la absorción de la radiación del segundo láser en la región cercana al blanco de carbono. Sin embargo, este mecanismo es poco probable pues la intensificación no dependería de la posición de muestreo. El segundo mecanismo probable se relaciona con el cambio de condiciones del gas de fondo debido a la presencia de partículas de ablación del segundo plasma. Por lo que el aumento de intensidad de emisión se puede deber entonces a la ionización y excitación por las colisiones con las partículas de carbono. Respecto a la desintensificación en las líneas de emisión de C, una de las posibilidades es un fenómeno conocido como apantallamiento láser y la segunda posibilidad corresponde a la interacción entre las partículas expulsadas de los dos blancos. El apantallamiento láser entre el segundo pulso láser y las partículas de cobre puede ocurrir cuando el retraso entre láseres  $\Delta t$  es suficientemente grande; sin embargo, para  $\Delta t$  pequeño, las partículas de Cu aún no llegan a la vecindad del blanco de C, por lo que no pueden apantallar el pulso láser.

Para entender tanto el aumento en la intensidad de emisión de las líneas de cobre ionizado como la desintensificación de cobre neutro y de todas las especies de carbono observadas, se midieron las velocidades más probables de los iones y átomos de los plasmas. El tiempo correspondiente al máximo de intensidad de cada tiempo de vuelo ( $t_{max}$ ) se graficó con respecto a  $\Delta x$  para cada especie, realizando cálculos de regresión lineal para la obtención de las velocidades, dichas velocidades fueron determinadas midiendo el tiempo de vuelo de las especies a distintas distancias ( $\Delta x$ ) respecto al blanco correspondiente. En la figura 4.6 se observan las gráficas para el cálculo de velocidades de las especies de Cu y C. En el cuadro 4.3 se registran las velocidades obtenidas, las cuales son consistentes con valores reportados por diversos grupos de investigación [45, 46, 47, 48]. Debido a que cada una de las especies estudiadas tiene una velocidad de desplazamiento diferente, cada una de estas tarda un tiempo diferente para arribar al punto de estudio de la colisión de los plasmas a partir de la formación de cada uno de ellos.

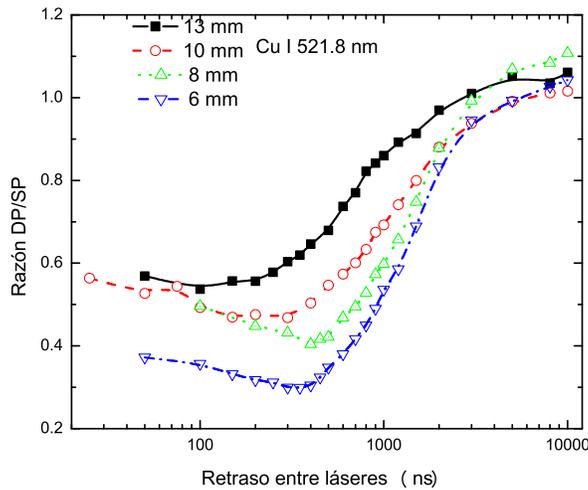


Figura 4.7: Razón  $\frac{DP}{SP}$  de las áreas bajo la curva de tiempo de vuelo para las líneas de Cu I 521.82 nm contra el retraso de disparo entre los láseres para distintas posiciones de observación del plasma ( $\Delta x$  variable).

Se estudió la razón  $\frac{DP}{SP}$  para la línea de cobre neutro Cu I 521.82 nm respecto al retraso entre la generación de plasmas ( $\Delta t$ ) para distintos  $\Delta x$  (Fig. 4.7) con el propósito de entender la relación entre la disminución de la intensidad de emisión de los átomos de cobre y la intensificación de las especies iónicas del mismo. En los cuatro puntos de muestreo ( $\Delta x$ ) se observa que la intensidad de la línea de Cu I 521.82 nm disminuye para el caso de la colisión entre plasmas respecto al plasma de Cu solo para retrasos ( $\Delta t$ ) cortos, mientras que la razón  $\frac{DP}{SP}$  se aproxima a la unidad para retrasos  $\Delta t$  largos ( $\Delta t > 1.5 \mu s$ ). También se puede notar, que para la curva correspondiente a cada  $\Delta x$ , el mínimo de desintensificación se encuentra a diferentes retrasos; por lo que se puede asumir que la colisión entre las distintas especies es lo que causa la ionización de los átomos de cobre. En caso de que la ionización se debiera al recalentamiento por la interacción del plasma de cobre con el segundo pulso láser, el mínimo

de desintensificación se debería únicamente al tiempo que le toma a las especies de cobre llegar a la región por la que está pasando el pulso láser y no a la posición  $\Delta x$  en la que se esté realizando la medición como se observa en la figura 4.7. El tiempo  $\Delta t$  en el que existe mayor interacción entre los plasmas de cobre y de carbono varía de acuerdo al punto de medición  $\Delta x$  debido al tiempo en que les toma llegar tanto las especies de carbono como a las especies de cobre al punto de observación. Se logró observar que para cierta distancia de observación  $\Delta x$  fija, la mayor intensificación de los iones de cobre ocurre cuando las especies de carbono se encuentran con las especies de cobre, de ahí que para cada posición de observación  $\Delta x$  se tengan diferentes retrasos  $\Delta t$  para los cuales la desintensificación sea mínima.

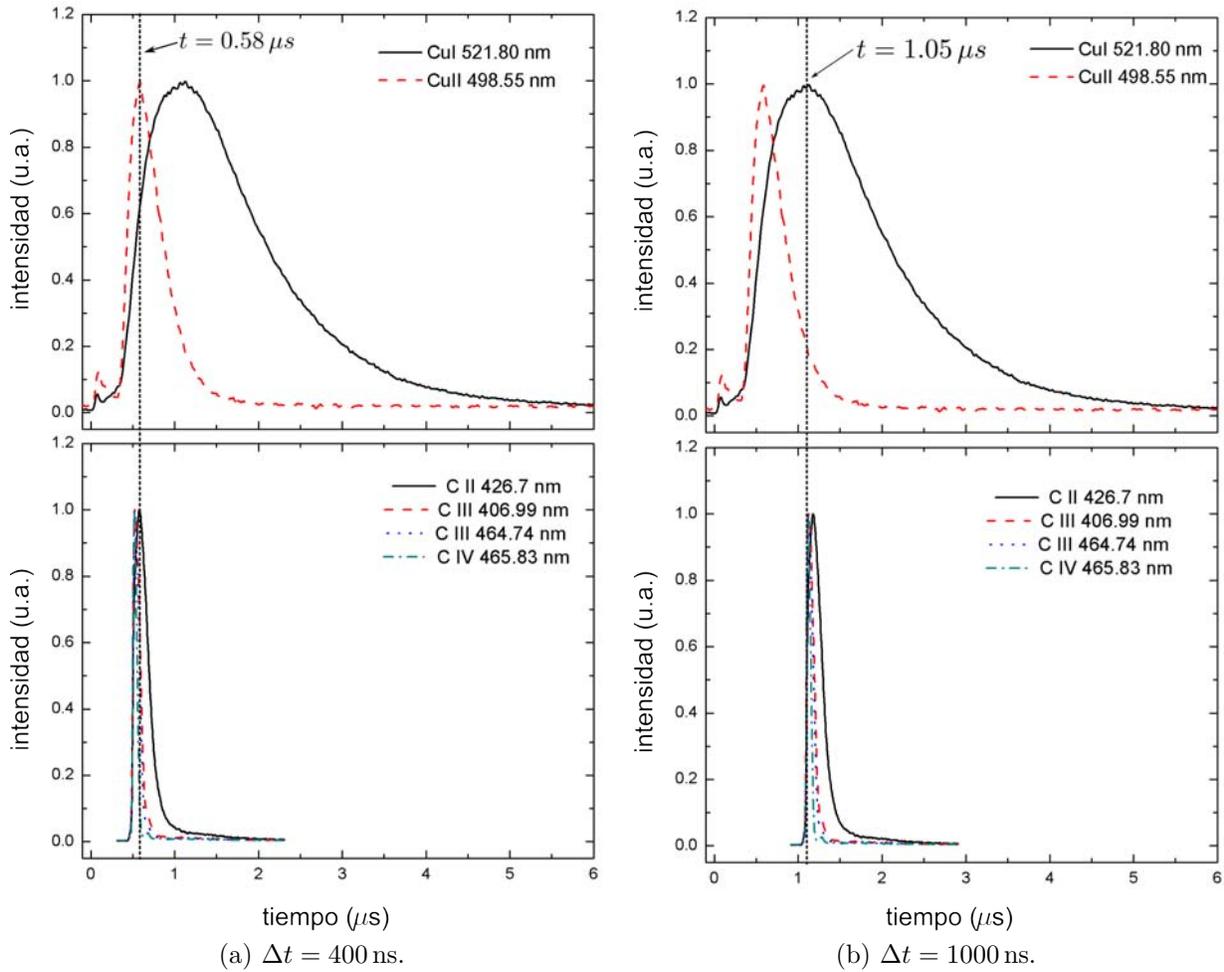


Figura 4.8: Gráficas normalizadas de tiempo de vuelo de las distintas especies de cobre y carbono de los plasmas individuales para estudiar los tiempos correspondientes a los máximos de intensidad de las especies de Cu I – II y C II – IV para retraso entre láseres  $\Delta t = 400$  ns y  $\Delta t = 1000$  ns.

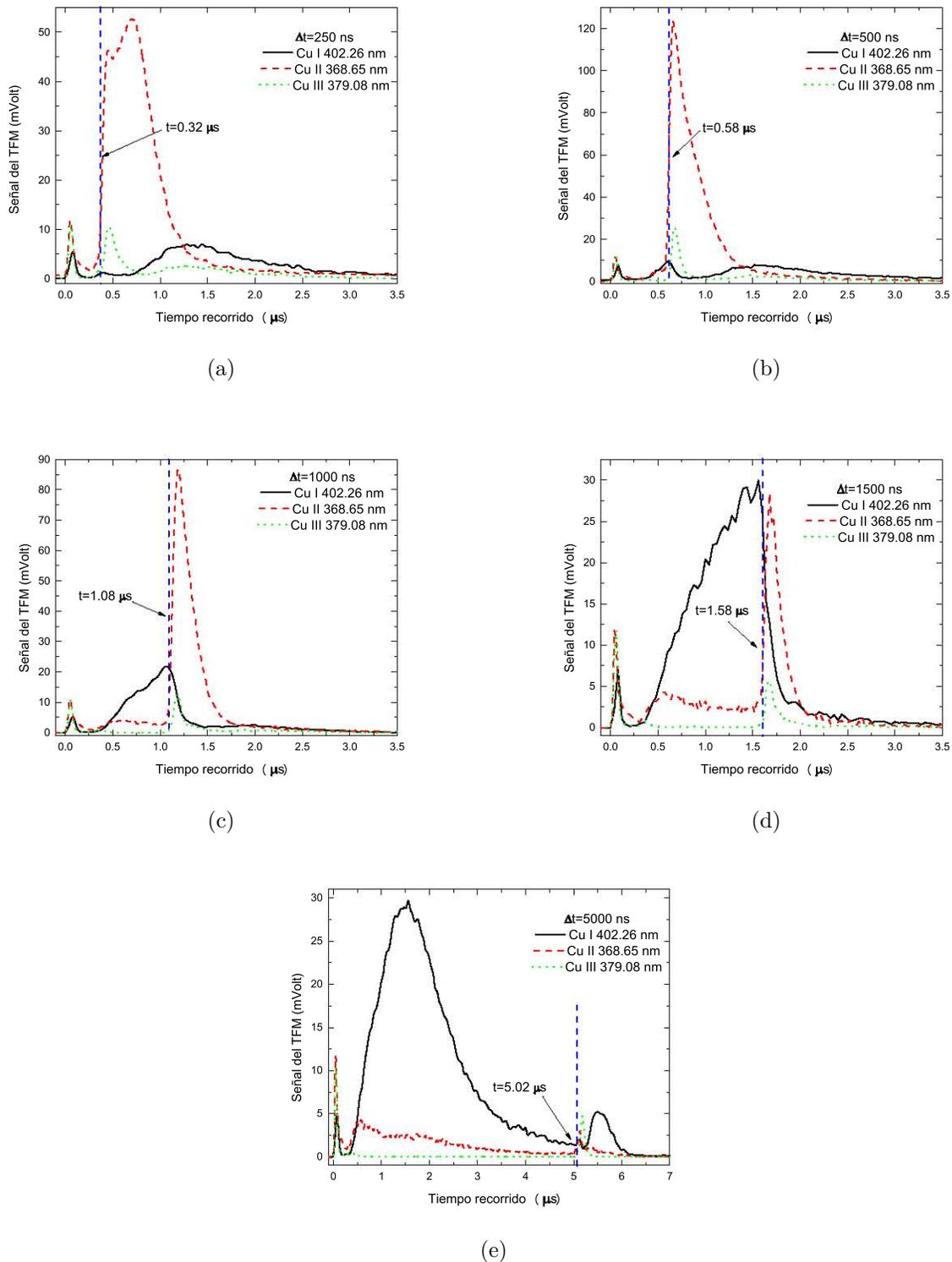


Figura 4.9: Comparación de las señales del TFM entre las especies de cobre Cu I 402.26 nm, Cu II 368 nm y Cu III 379.08 nm. Con  $\Delta x = 6$  mm como punto de observación y un retraso entre los pulsos láser  $\Delta t = 250$  ns (a),  $\Delta t = 500$  ns (b),  $\Delta t = 1000$  ns (c),  $\Delta t = 1500$  ns (d) y  $\Delta t = 5000$  ns . La línea vertical indica el momento en que la señal de las especies atómicas decrece y la de las especies iónicas aumenta.

En lo que respecta a la disminución en la intensidad de emisión de las líneas de C y los dos mínimos que se observan en la figura 4.5 ( $\Delta t \sim 280$  ns y 1050 ns), en principio se puede decir que se relacionan con la diferencia entre los tiempos de arribo de las especies de cobre Cu I, y Cu II y las partículas de C II al punto de medición ( $\Delta x = 6$  mm). En las figura 4.8a y 4.8b se muestran los perfiles normalizados de tiempo de vuelo de las especies de Cu I – II y C II – IV de los plasmas individuales para retrasos  $\Delta t$  entre la generación de los plasmas de 400 ns y 1000 ns respectivamente, ambos casos para una distancia al blanco de carbono  $\Delta x = 6$  mm. En el caso de  $\Delta t = 400$  ns (Fig.4.8a) se puede observar que los máximos de intensidad de las partículas de C II – IV y Cu II coinciden, mientras que para  $\Delta t = 1000$  ns (Fig. 4.8b) son las partículas de Cu I las que coinciden con el arribo de las especies de C.

Como se puede notar por las velocidades calculadas (Cuadro 4.3), las especies con mayor grado de ionización de cada uno de los plasmas son las que adquieren mayor velocidad. Tomando en cuenta las velocidades calculadas, el tiempo que le toma a los iones Cu II llegar al punto de medición  $\Delta x = 6$  mm es  $t \sim 430$  ns, mientras que el tiempo en que las partículas de C II llegan al punto en cuestión es  $t \sim 130$  ns. El primer mínimo en la desintensificación de las líneas de carbono corresponde a  $\Delta t = 280$  ns, el cual coincide con la diferencia entre tiempos de arribo de las especies de C y Cu II (430 ns – 130 ns) al punto de observación. Realizando un análisis similar, a las partículas de cobre neutro Cu I les toma un tiempo  $\sim 1 \mu s$  llegar al punto de observación, por lo que el segundo mínimo se observaría para una diferencia de tiempos  $\sim (1000 - 130)$  ns, dato que no coincide con  $\Delta t \sim 1050$  ns observado de la figura 4.5; es decir, el segundo mínimo se observa para un retraso mayor al esperado; esto se puede deber a que las partículas de C II, antes de interactuar con las de Cu I, ya han tenido interacción con partículas de Cu II y Cu III. A pesar de que existen mediciones de especies de cobre Cu III y de carbono C III y C IV que podrían contribuir a la intensificación y/o desintensificación de las otras especies, la intensidad de las líneas de cobre Cu III es relativamente pequeña a las líneas de cobre correspondientes a Cu I y Cu II; asimismo, ha sido reportado previamente que en plasmas generados bajo condiciones similares, la cantidad de C II domina sobre las otras especies de carbono que puedan aparecer en el plasma.

Para estudiar con mayor profundidad la interacción entre las especies de Cu y C, se realizó un análisis detallado de la evolución temporal de la intensidad de emisión de los plasmas en colisión. En la figura 4.9 se muestra una comparación directa entre las señales del fotomultiplicador para las diferentes especies de cobre (Cu I – III); las señales en cuestión son mediciones realizadas a una distancia  $\Delta x = 6$  mm de la superficie de carbono para diferentes retrasos entre los pulsos láser. Cabe resaltar que, para los retrasos analizados, la curva de tiempo de vuelo de las diferentes especies de cobre muestra que existe una relación entre las especies al momento de interacción de los plasmas. Para todos los retrasos ( $\Delta t$ ) analizados, al momento en que comienza la desintensificación del cobre neutro Cu I las especies iónicas del mismo Cu II – III comienzan a intensificarse.

A través de la figura 4.10, y la figura 4.11 como acercamiento, se realiza un análisis similar al recién hecho. Para especies representativas de los plasmas de Cu y C se comparan las señanles de emisión obtenidas con el TFM de los plasmas individuales y los plasmas en

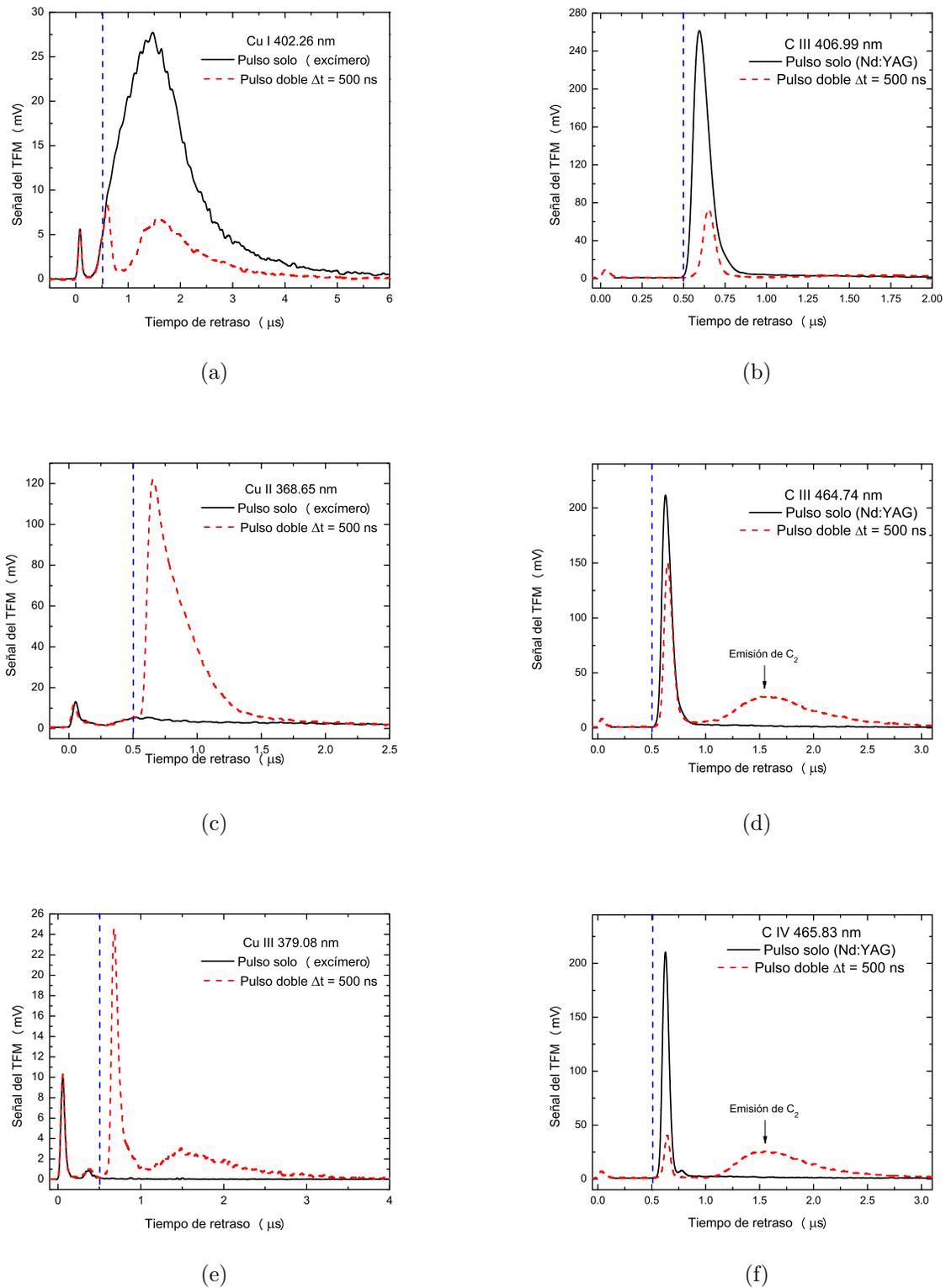


Figura 4.10: Tiempos de vuelo comparativos de distintas especies de Cu y C entre cada uno de los respectivos plasmas individuales (pulso solo) y los plasmas en colisión (pulso doble) para un tiempo de retraso entre láseres  $\Delta t = 500$  ns medidos a  $\Delta x = 6$  mm. La línea vertical en cada gráfica muestra el retraso entre los pulsos láser. Los incisos 4.10a, 4.10c y 4.10e corresponden a las diferentes especies de cobre, mientras que los incisos 4.10b, 4.10d y 4.10f son los tiempos de vuelo analizados para las especies de carbono.

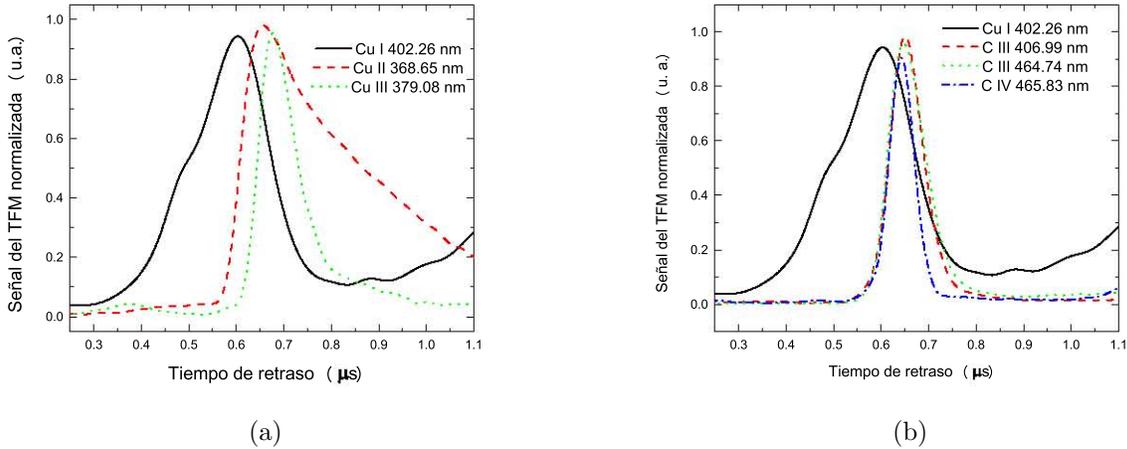


Figura 4.11: Acercamiento de las señales normalizadas obtenidas para las distintas especies de cobre y carbono bajo la configuración de pulso doble con un retardo entre láseres de  $\Delta t = 500$  ns para el análisis de la evolución temporal entre cada especie.

colisión. Las mediciones se realizaron a  $\Delta x = 6$  mm con un retraso entre la generación de plasmas de  $\Delta t = 500$  ns. Se puede observar que el comportamiento de las especies de Cu antes del disparo del segundo pulso, en la configuración de plasmas en colisión, es el mismo al obtenido para el plasma del cobre solo. Se puede observar en la figuras 4.10 y 4.11 que el cambio en la evolución temporal de intensidad de emisión sucede alrededor de 800 ns después de la generación del segundo plasma, esto es el tiempo que les toma llegar a las especies más veloces de carbono llegar al punto de medición. De las figuras 4.10 y 4.9 se puede notar que al momento en que las especies neutras de cobre se desintensifican, la intensidad de emisión de las especies iónicas aumenta considerablemente; hecho con el que se confirma que la intensificación de Cu II y Cu III se debe a mecanismos de ionización colisional. La diferencia de tiempos discutida con referencia al cuadro 4.3 y a la figura 4.6 respecto al tiempo esperado en que las especies llegarían al punto de observación y el tiempo que tardan en llegar cuando se tienen los plasmas en colisión se vuelve a observar en las figuras 4.10 y 4.11; para las especies neutras del cobre, el tiempo  $t_{max}$  en que se observa el máximo de intensidad es mayor en el caso de los plasmas en colisión que en el caso del plasma de cobre solo, lo que implica disminución en la velocidad de las especies. Tanto la intensificación en la emisión de las especies iónicas como la disminución en la velocidad de expansión de la pluma del plasma pueden ser explicadas entonces por transferencia de energía cinética.

# Capítulo 5

## Conclusiones

Se estudió la colisión entre un plasma de cobre y uno de carbono en contraflujo, generados en vacío por inducción láser. Las técnicas utilizadas para el análisis fueron fotografía rápida y espectroscopía de emisión óptica resuelta en tiempo. Al compararse la emisión de la colisión entre los plasmas respecto a la emisión de las plumas individuales para diferentes retrasos entre los láseres, se logró observar las condiciones bajo las cuales hubo intensificación de las señales de emisión. Los factores de mayor intensificación en la emisión de las líneas de Cu II y Cu III encontrados fueron de 5.8 y 9, respectivamente.

Se encontró que la intensificación, para diferentes retrasos entre láseres, está directamente relacionada con la distancia de muestreo respecto a los blancos. La técnica de fotografía rápida, a través del uso de filtros ópticos interferenciales, mostró la aparición de moléculas de  $C_2$  después de la colisión de los plasmas, lo cual fue confirmado realizando análisis de las señales de tiempo de vuelo.

En general, se observó que, al colisionar plasmas de cobre y de carbono en contraflujo, la interacción entre las partículas de ambos plasmas, fomenta la ionización de las especies de Cu y la formación de moléculas de carbono  $C_2$ .

## Capítulo 6

# Apéndice: Bombas y medidores de vacío

### 6.1. Bomba de rotatoria de paletas

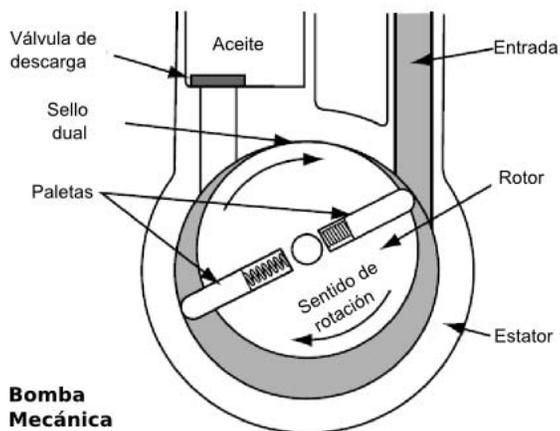


Figura 6.1: Esquema básico de una bomba mecánica rotatoria de paletas [49].

Existen diversos tipos de bombas mecánicas de vacío cuyo funcionamiento se basa en la expansión de una cavidad, permitiendo así que los gases que se encuentran en la cámara fluyan hacia esta, luego la cavidad se sella y se abre hacia la atmósfera; este proceso se repite sucesivamente para alcanzar la presión deseada. Este tipo de bombas alcanza una presión del orden de  $5 \times 10^{-3}$  Torr. La bomba mecánica de vacío utilizada en el arreglo experimental para hacer pre-vacío y como bomba de respaldo a la bomba difusora fue una bomba rotatoria de paletas.

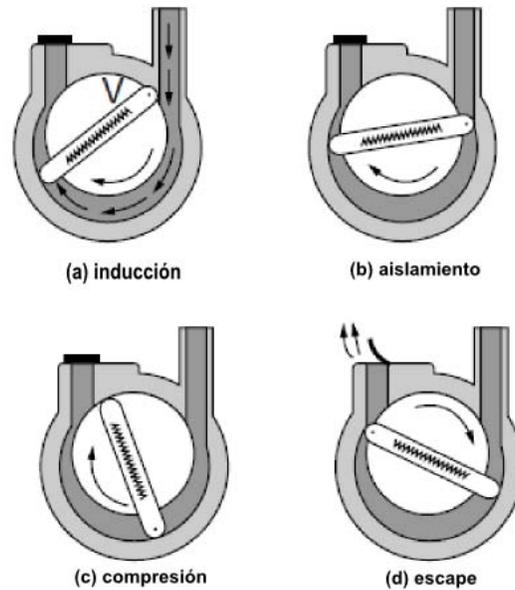


Figura 6.2: Secuencia de bombeo con una bomba rotatoria de paletas. La secuencia es realizada dos veces por cada revolución.

La bomba rotatoria de paletas está formada por un rotor con paletas deslizables colocado dentro de una cavidad cilíndrica como se puede ver en la figura 6.1. Los centros del rotor y de la cavidad no coinciden; las paletas se encuentran siempre en contacto con la superficie de la cavidad. Para sellar el espacio que queda entre la superficie de la cavidad y las paletas, se utiliza un aceite de baja presión de vapor, que a su vez funciona como lubricante. El rotor está acoplado a un motor eléctrico de 1500 rpm. Al girar este, el gas que se acumula en la cavidad es evacuado hacia la atmósfera. El proceso a través del cual se disminuye la presión utilizando este tipo de bombas es bastante sencillo, se puede describir como: “inducción, aislamiento, compresión y escape” como se ve en la figura 6.2. El proceso de bombeo comienza cuando la válvula permite la entrada de aire dentro de la cámara de bombeo (Fig.6.2 (a)), la cámara se llena hasta su máxima capacidad para pasar a la etapa de aislamiento (Fig. 6.2(b)) donde el aire inducido se expande en la cámara de bombeo para en una tercera etapa comenzar a comprimirse (Fig. 6.2 (c)) aumentando la presión del aire dentro de la cámara de bombeo hasta alcanzar la presión suficiente que abra la válvula de descarga (Fig. 6.2 (d)). El proceso de bombeo ocurre dos veces cada revolución de las paletas.

## 6.2. Bomba difusora.

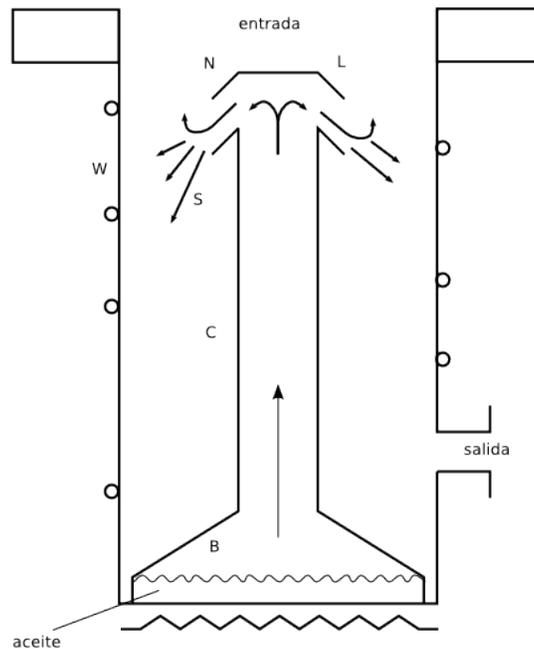


Figura 6.3: Esquema simplificado de una bomba difusora. B-caldera; C-chimenea; N,L-inyectores, W-pared de enfriamiento [50].

Un tipo de bombas que alcanza menor presión al que proveen las bombas mecánicas ( $5 \times 10^{-3}$  Torr) son las bombas difusoras de aceite (Fig.6.3), estas alcanzan presiones de hasta  $1 \times 10^{-9}$  Torr [49]. Las bombas difusoras son probablemente las bombas de vacío más ampliamente usadas. La estructura de este tipo de bombas es bastante sencilla: una cámara de bombeo, una pared de enfriamiento y un sistema de inyectores de tres o cuatro etapas. En la base de la cámara de bombeo se encuentra una caldera con aceite la cual permanece en contacto con un sistema de calentamiento mediante una resistencia eléctrica, de tal manera que el aceite es vaporizado hacia el sistema de inyectores. El vapor de aceite que es expulsado por los inyectores, a velocidades ultrasónicas, arrastra consigo las moléculas de gas. Las moléculas de gas son arrastradas hacia la línea de salida y evacuadas por la bomba de respaldo. La pared de enfriamiento de las bombas difusoras se encuentra en contacto con flujos de agua o sistemas externos de enfriamiento a base de anticongelantes.

## 6.3. Medidores de Presión

El rango de presiones que se utilizan tanto en la industria como en diferentes áreas de investigación abarca desde la presión atmosférica ( $\approx 760$  Torr) hasta  $10^{-12}$  Torr, y en la actualidad no existe tecnología tan avanzada con la cual sea posible realizar mediciones de tan amplio espectro, por lo que, para cada fin específico y para diferentes rangos se utilizan los medidores de vacío adecuados. En el caso particular del experimento realizado, los medidores utilizados fueron un medidor tipo Pirani (Fig. 6.4) para presiones entre 1000 Torr y  $1 \times 10^{-3}$  Torr y

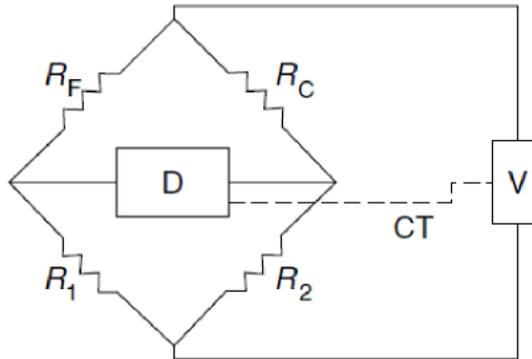


Figura 6.4: Medidor de presión Pirani. El filamento  $R_F$  es incorporado en un puente de Wheatstone en el que se monitorean los cambios de temperatura debidos a los cambios de presión que existan mediante las mediciones de desequilibrios observados en el puente entre el filamento  $R_F$  y un falso filamento  $R_C$  [50].

un medidor tipo cátodo frío, también conocido como medidor tipo Penning (Fig. 6.5) cuyo rango de operación se encuentra entre  $1 \times 10^{-2}$  Torr y  $1 \times 10^{-9}$  Torr. Ambos medidores de presión están calibrados para trabajo en aire; cuando se trabaja con otros gases los medidores se tienen que ajustar mediante curvas de calibración adecuadas para cada gas (Ar, Ne, Xe, etc.).

Los medidores de presión Pirani son de los medidores por conductividad térmica más utilizados. El filamento del medidor ( $R_F$ ) está incorporado a un puente de Wheatstone como el que se muestra en la figura 6.4. A través de la fuente de voltaje  $V$  se envía una corriente a las ramas  $R_F + R_1$  y  $R_C + R_2$  de tal manera que la resistencia  $R_F$  se mantenga constante para determinada temperatura mientras que la rama  $R_C + R_2$  tiene un filamento ficticio  $R_C$  encapsulado y aislado al vacío; así, cualquier cambio que haya en la temperatura causará un desequilibrio en el puente que será monitoreado por el sensor  $D$ . Los cambios en la presión entonces pueden ser determinados con los medidores Pirani debido a que al disminuir la presión existen menos moléculas de gas que puedan chocar con el filamento  $R_F$ , por lo que aumenta la temperatura de éste, generándose así un desequilibrio en el puente de Wheatstone.

El medidor de cátodo frío (Fig: 6.5), por su parte, está formado por un ánodo y un cátodo sin calentar a través de los cuales se genera una descarga conocida como “descarga fría”. La descarga fría, una vez generada, se mantiene a muy bajas presiones por medio de una corriente directa. Para lograr el propósito de mantener la descarga, se utilizan campos magnéticos para que los electrones desprendidos del cátodo sigan una trayectoria circular. Así la distancia que recorren los electrones es mayor que la distancia que hay entre el ánodo y el cátodo. De esta manera, existe una mayor posibilidad para que haya colisión con las moléculas del medio; estas colisiones generan corrientes iónicas que son monitoreadas y se pueden relacionar con los cambios en la presión. La medición que se obtiene depende del tipo de gas del medio.

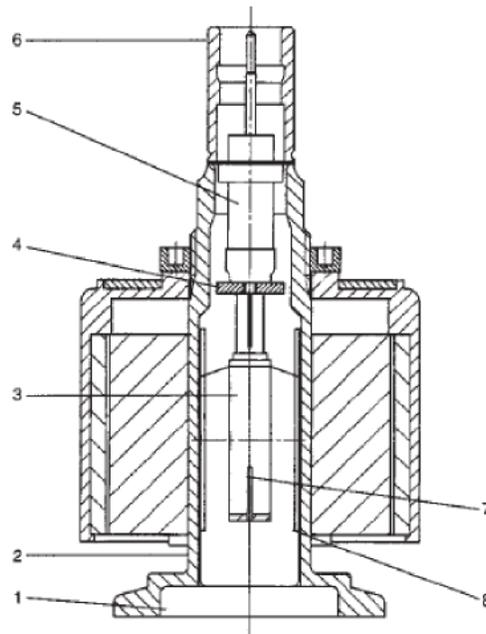


Figura 6.5: Esquema de corte transversal de un medidor de presión tipo cátodo frío [51].

- |   |                        |
|---|------------------------|
| 1 Saliente pequeño DN 25 KF; DN 40 KF   | 2 Cubierta             |
| 3 Ánodo anular con pasador de encendido | 4 Arandela de cerámica |
| 5 Orificio de paso de corriente         | 6 Cojinete de conexión |
| 7 Aguja de ánodo                        | 8 Placa de cátodo      |

# Bibliografía

- [1] D. Cremers and L. Radziemski, *Handbook of laser-induced breakdown spectroscopy*. John Wiley, 2006.
- [2] A. W. Miziolek, V. Palleschi, and I. Schechter, *Laser induced breakdown spectroscopy*. Cambridge University Press, 2006.
- [3] P. Hough, *Laser, optical and electrical diagnostics of colliding laser-produced plasmas*. PhD thesis, Dublin City University, 2010.
- [4] F. Colm, *Optical diagnostics of colliding laser produced plasmas: towards next generation plasma light sources*. PhD thesis, Dublin City University, 2013.
- [5] S. S. Harilal, M. P. Polek, and A. Hassanein, “Jetlike emission from colliding laser-produced plasmas,” *Plasma Science, IEEE Transactions on*, vol. 39, no. 11, pp. 2780–2781, 2011.
- [6] J. Bittencourt, *Fundamentals of Plasma Physics*. Springer, 2004.
- [7] M. Bolaños-Puchet, “Espectroscopía de rompimiento inducido por láser en la configuración de dos blancos ortogonales,” Master’s thesis, Facultad de Ciencias UNAM, 2010.
- [8] S. Eliezer and Y. Eliezer, *The fourth state of matter: an introduction to plasma science*. Institute of Physics, 2001.
- [9] R. Goldston and P. Rutherford, *Introduction to plasma physics*. Plasma Physics Series, Institute of Physics Pub., 1995.
- [10] A. Dinklage, *Plasma physics: confinement, transport and collective effects*. Lecture notes in physics, Springer, 2005.
- [11] P. M. Bellan, *Fundamentals of plasma physics*. Cambridge University Press, 2006.
- [12] I. H. Hutchinson, *Principles of plasma diagnostics*. Cambridge university press, 2005.
- [13] J. Singh and S. Thakur, *Laser-induced breakdown spectroscopy*. Elsevier, 2007.
- [14] F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion: Plasma physics*. Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion, Plenum Press, 1984.
- [15] R. McWhirter, “Plasma diagnostic techniques, ed,” *RH Huddleston and SL Leonard, (Academic, New York, 1965) Chap*, vol. 5, 1965.

- [16] N. Krall and A. Trivelpiece, *Principles of plasma physics*. No. v. 0-911351 in International series in pure and applied physics, McGraw-Hill, 1973.
- [17] J. Miller, “History, scope, and the future of laser ablation,” in *Laser Ablation*, pp. 1–10, Springer, 1994.
- [18] L. Moenke-Blankenburg, *Laser microanalysis*, vol. 143. Wiley-Interscience, 1989.
- [19] J. Vadillo, J. Fernandez Romero, C. Rodriguez, and J. Laserna, “Effect of plasma shielding on laser ablation rate of pure metals at reduced pressure,” *Surface and interface analysis*, vol. 27, no. 11, pp. 1009–1015, 1999.
- [20] J. Aguilera, C. Aragon, and F. Penalba, “Plasma shielding effect in laser ablation of metallic samples and its influence on libs analysis,” *Applied surface science*, vol. 127, pp. 309–314, 1998.
- [21] A. Bogaerts, Z. Chen, R. Gijbels, and A. Vertes, “Laser ablation for analytical sampling: what can we learn from modeling?,” *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, vol. 58, no. 11, pp. 1867–1893, 2003.
- [22] L. Sedov, “Similarity and dimensional analysis in mechanics,” *Academic Press (New York-London)*, p. 152, 1959.
- [23] R. Bosch, R. Berger, B. Failor, N. Delamater, G. Charatis, and R. Kauffman, “Collision and interpenetration of plasmas created by laser-illuminated disks,” *Physics of Fluids B: Plasma Physics (1989-1993)*, vol. 4, no. 4, pp. 979–988, 1992.
- [24] S. Pollaine, R. Berger, and C. Keane, “Stagnation and interpenetration of laser-created colliding plasmas,” *Physics of Fluids B: Plasma Physics (1989-1993)*, vol. 4, no. 4, pp. 989–991, 1992.
- [25] P. Rambo and J. Denavit, “Interpenetration and ion separation in colliding plasmas,” *Physics of Plasmas (1994-present)*, vol. 1, no. 12, pp. 4050–4060, 1994.
- [26] A. Hassanein and I. Konkashbaev, “Dynamic behavior of plasma-facing materials during plasma instabilities in tokamak reactors,” *Plasma Devices and Operations*, vol. 5, no. 4, pp. 297–313, 1998.
- [27] A. Ovsyannikov, *Plasma diagnostics*. Cambridge Int Science Publishing, 2000.
- [28] C. Sánchez Aké, *Interacción de dos plasmas de ablación láser aplicada al depósito de películas de carbono*. PhD thesis, Instituto de Investigaciones en Materiales, UNAM, 2007.
- [29] D. Chrisey and G. Hubler, *Pulsed laser deposition of thin films*. Wiley-interscience publication, J. Wiley, 1994.

- [30] H.-S. Park, D. Ryutov, J. Ross, N. Kugland, S. Glenzer, C. Plechaty, S. Pollaine, B. Remington, A. Spitkovsky, L. Gargate, *et al.*, “Studying astrophysical collisionless shocks with counterstreaming plasmas from high power lasers,” *High Energy Density Physics*, vol. 8, no. 1, pp. 38–45, 2012.
- [31] L. Masoudnia and D. Bleiner, “Hohlraum target for overcoming refractive losses in plasma x-ray lasers,” *Laser Physics*, vol. 23, no. 5, p. 056003, 2013.
- [32] R. Clark, J. Davis, A. Velikovich, and K. Whitney, “X-ray lasing in colliding plasmas,” *Physics of Plasmas (1994-present)*, vol. 4, no. 10, pp. 3718–3724, 1997.
- [33] S. L. Gupta and R. K. Thareja, “Photoluminescence of nanoparticles in vapor phase of colliding plasma,” *Journal of Applied Physics*, vol. 113, no. 14, p. 143308, 2013.
- [34] J. S. Hirsch, K. Kavanagh, E. T. Kennedy, J. T. Costello, P. Nicolosi, and L. Poletto, “Tracking ground state ba+ ions in an expanding laser–plasma plume using time-resolved vacuum ultraviolet photoionization imaging,” *Laser and Particle Beams*, vol. 22, no. 03, pp. 207–213, 2004.
- [35] M. Rosenberg, J. Ross, C. Li, R. Town, F. Séguin, J. Frenje, D. Froula, and R. Petrasso, “Characterization of single and colliding laser-produced plasma bubbles using thomson scattering and proton radiography,” *Physical Review E*, vol. 86, no. 5, p. 056407, 2012.
- [36] V. Babushok, F. DeLucia, J. Gottfried, C. Munson, and A. Miziolek, “Double pulse laser ablation and plasma: Laser induced breakdown spectroscopy signal enhancement,” *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, vol. 61, no. 9, pp. 999–1014, 2006.
- [37] M. Villagrán-Muniz, H. Sobral, R. Navarro-González, P. Velázquez, and A. Raga, “Experimental simulation of lightning, interacting explosions and astrophysical jets with pulsed lasers,” *Plasma physics and controlled fusion*, vol. 45, no. 5, p. 571, 2003.
- [38] J. Davis and A. Committee, *Copper and Copper Alloys*. ASM specialty handbook, ASM International, 2001.
- [39] H. Pierson, *Handbook of Carbon, Graphite, Diamonds and Fullerenes: Processing, Properties and Applications*. Materials Science and Process Technology Series. Electronic, Elsevier Science, 2012.
- [40] L. Saucerman, *Carbon*. Interpreting the Periodic Table Series, Rosen Publishing Group, 2004.
- [41] D. Bäuerle, *Laser processing and chemistry*, vol. 3. Springer Berlin, 2000.
- [42] J. Hecht, “The laser guidebook,” 1986.
- [43] Y. Ralchenko, A. Kramida, and J. Reader, “Nist atomic spectra database (version 4.0),” *National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD*, 2010.
- [44] R. Kurucz and B. Bell, “Atomic spectral line database,” *Harvard Smithsonian Center for Astrophysics, vol. CDRom*, vol. 23, 1995.

- [45] K. Saenger, “Time-resolved optical emission during laser ablation of cu, cuo, and high-*t<sub>c</sub>* superconductors: Bi1.7sr1.3ca2cu3ox and y1ba1.7cu2.7oy,” *Journal of applied physics*, vol. 66, no. 9, pp. 4435–4440, 1989.
- [46] F. Claeysens, S. J. Henley, and M. N. Ashfold, “Comparison of the ablation plumes arising from arf laser ablation of graphite, silicon, copper, and aluminum in vacuum,” *Journal of applied physics*, vol. 94, no. 4, pp. 2203–2211, 2003.
- [47] C. S. Aké, R. S. de Castro, H. Sobral, and M. Villagran-Muniz, “Plume dynamics of cross-beam pulsed-laser ablation of graphite,” *Journal of applied physics*, vol. 100, no. 5, p. 053305, 2006.
- [48] O. Olea-Cardoso, E. Camps, L. Escobar-Alarcón, S. Muhl, S. Rodil, M. Camacho-López, and E. Haro-Poniatowski, “ac thin film deposition by laser ablation,” *Thin Solid Films*, vol. 433, no. 1, pp. 27–33, 2003.
- [49] N. Yoshimura, *Vacuum technology: practice for scientific instruments*. Springer Science & Business Media, 2007.
- [50] A. Chambers, *Modern vacuum physics*. CRC Press, 2004.
- [51] W. Umrath *et al.*, “Fundamentals of vacuum technology,” *Leybold, Cologne*, 1998.