



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO  
POSGRADO DE CIENCIAS FÍSICAS  
INSTITUTO EN CIENCIAS NUCLEARES, UNAM  
CENTRO DE CIENCIAS APLICADAS Y DESARROLLO TECNOLÓGICO, UNAM**

**EMPLEO DE SONDAS TRIPLES DE LANGMUIR EN EL DIAGNOSTICO DE  
PLASMAS PRODUCIDOS POR LÁSER**

**TESIS**

**QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)**

**PRESENTA:**

**MARCO ANTONIO MARTÍNEZ FUENTES**

**TUTOR PRINCIPAL**

**DR. JOSÉ JULIO EMILLIO HERRERA VELÁZQUEZ, ICN-UNAM**

**MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR**

**DR. JULIO JAVIER MARTINELL BENITO, ICN-UNAM  
DR. MAYO VILLAGRAN MUNIZ, CCADET-UNAM**

**MÉXICO, D. F. ENERO 2013**



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**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.

# Resumen

En este trabajo se caracterizó un plasma producido por ablación láser, en blancos de grafito y aluminio, utilizando dos sondas de Langmuir diferentes: una sonda simple y una sonda triple. El plasma se produjo enfocando luz de un láser excímero, dentro una cámara de vacío cuya presión base fue de  $(5 \pm 0.1) \times 10^{-5}$  Torr. La sonda simple fue montada a 5 cm del blanco, y con una fluencia de  $1.98 \pm 0.11$  J/cm<sup>2</sup> de luz láser, para ambos blancos. Para la sonda simple se polarizo entre -30V y +30V, y fue variado en pasos de 1V para construir la curva característica (corriente en función de voltaje), para tiempos entre 0.8 $\mu$ s y 3.0 $\mu$ s, en pasos de 0.2 $\mu$ s. Se obtuvieron curvas de evolución, promediadas sobre 8 disparos, de la temperatura electrónica ( $T_e$ ), densidad electrónica ( $n_e$ ) y de densidad iónica ( $n_i$ ). Para el caso de la curva de  $n_i$ , en el blanco de grafito, se observa una doble pico (doble distribución), lo cual hace suponer que existe más de una especie (al menos dos) de iones.

La sonda triple tiene dos formas de configuración que corresponden al modo de voltaje y al modo de corriente. En el primer caso una de las puntas está flotando, mientras que en el segundo las tres sondas están polarizadas. Para ambos modos, la sonda fue montada a las distancias de 4, 5, 6, 7 y 8 cm. Para cada distancia se utilizaron distintas fluencias de la luz láser. Para el blanco de grafito, las fluencias usadas fueron de  $1.51 \pm 0.11$  J/cm<sup>2</sup>,  $1.98 \pm 0.11$  J/cm<sup>2</sup>,  $2.27 \pm 0.11$  J/cm<sup>2</sup>,  $2.36 \pm 0.10$  J/cm<sup>2</sup>,  $2.63 \pm 0.11$  J/cm<sup>2</sup>,  $3.21 \pm 0.11$  J/cm<sup>2</sup>,  $3.67 \pm 0.11$  J/cm<sup>2</sup>,  $3.79 \pm 0.11$  J/cm<sup>2</sup>. Para el blanco de aluminio, las fluencias usadas fueron de  $1.86 \pm 0.14$  J/cm<sup>2</sup>,  $2.33 \pm 0.13$  J/cm<sup>2</sup>,  $2.54 \pm 0.12$  J/cm<sup>2</sup>,  $3.46 \pm 0.14$  J/cm<sup>2</sup>,  $3.61 \pm 0.13$  J/cm<sup>2</sup>,  $3.70 \pm 0.12$  J/cm<sup>2</sup>,  $3.87 \pm 0.12$  J/cm<sup>2</sup>,  $4.10 \pm 0.12$  J/cm<sup>2</sup>. Se obtuvieron curvas de evolución, promediadas sobre 16 disparos, de la temperatura electrónica ( $T_e$ ), de densidad electrónica ( $n_e$ ), velocidad del plasma y energía cinética. Las curvas de  $T_e$  y  $n_e$ , para el blanco de grafito, muestran el mismo comportamiento de un doble pico. Las curvas de velocidad del plasma y energía cinética, para el blanco de grafito, parecen ser constantes en el intervalo de 4 cm a 8 cm. Por otro lado las curvas de velocidad del plasma y energía cinética para el blanco de aluminio, muestran una desaceleración.

Se extendió el análisis para el blanco de grafito, para explicar el doble pico, a distancias de 1cm a 14 cm en pasos de 1 cm, usando el modo de voltaje con una fluencia de  $2.30 \pm 0.13$  J/cm<sup>2</sup>. Se obtuvieron la evolución de las curvas de temperatura electrónica ( $T_e$ ), de densidad electrónica ( $n_e$ ), velocidad del plasma y energía cinética. La curva de  $n_e$ , muestra un comportamiento creciente hasta los 6 cm y después empieza a decrecer, cuya posible explicación se discute en las conclusiones. Las curvas de velocidad del plasma y energía cinética, muestran que el segundo pico tiene una aceleración en los primeros 5 cm, después la segunda distribución alcanza a la primera y viajan como una sola.

Se discuten los comportamientos de todas las curvas obtenidas para ambas sondas. Sobre todo, el comportamiento para la sonda triple en el modo de corriente, la cual demuestra tener complicaciones en el análisis en las colas de la señal (al inicio y al final de la señal). También se hace una comparación entre los resultados de ambas sondas, y de ambos modos para la sonda triple. Después de las observar los resultados obtenidos se llegó a la conclusión de que la sonda triple en el modo de voltaje es la mejor opción para caracterizar este tipo de plasmas producidos por ablación láser.

# Agradecimientos

En primer lugar, quiero agradecer a mi asesor el Dr. Julio Herrera, por la supervisión y apoyo en este trabajo de tesis. A mi comité tutor, Dr. Julio Martinell y Dr. Mayo Villagran, por estar al pendiente de mis actividades en el posgrado.

A la Dra. Citlali Sánchez Aké por ayuda y supervisión en los experimentos realizados en el Laboratorio de Fotofísica (CCADET-UNAM).

Al Técnico Académico José Rangel Gutiérrez, por su ayuda en la construcción de la sonda triple y piezas especiales, requeridas en el Laboratorio de Fotofísica.

Se agradece el apoyo brindado por el proyecto de PAPIIT-DGAPA IN120409.

Se agradece al CONACYT por la beca que me brindo para mis estudios de posgrado.

# Dedicatorias

Quiero dedicar esta tesis a mis padres (María Lucero Fuentes González y Marco Antonio Martínez Alegría) y mis dos hermanos (Luz María Martínez Fuentes y Jorge Eduardo Martínez Fuentes). Quienes sin ellos mi estancia en la carrera de física no hubiera podido ser posible, ya que me brindaron los recursos y un apoyo inigualable desde el inicio. Son ellos quienes me tuvieron que soportar cuando llegaba cansado, molesto, fastidiado y con quienes compartí siempre mis experiencias. Muchas Gracias.

Desde el inicio he conocido a mucha gente, la cual ha cambiado mi forma de pensar y mi forma de actuar, son estas personas quiero dedicarles esta tesis, en particular a Alejandra Zarate ya que siempre conté con ella. También a Flor, Christian, Héctor, Juan y Karina, en donde quiera que se encuentren, después de todo “*La vida es un carnaval*” y se tiene que aprender a disfrutar cada momento de ella.

# Índice

Resumen	2
Agradecimientos	3
Dedicatorias	4
Índice	5
Introducción	7
Capítulo 1. Fundamentos	12
1.1 Concepto de plasma	12
1.2 Parámetros que caracterizan un plasma	14
1.3 Plasma producido por ablación láser	17
1.3.1 Rompimiento	17
1.3.2 Procesos involucrados en la ablación láser	18
1.3.3 Dependencia de la ablación con la duración del pulso láser	19
1.3.4 Dependencia de la ablación con la longitud de onda	19
1.4 Aplicaciones en el crecimiento de películas delgadas	20
1.4.1 Interacción del haz láser con el blanco	20
1.4.2 Expansión de los productos obtenidos: pluma de plasma	21
1.4.2.1 Mecanismos de formación de la pluma	23
1.4.3 Interacción de la pluma con el sustrato	26
1.4.4 Nucleación y crecimiento de la película delgada	26
Capítulo 2. Sondas de Langmuir	28
2.1 Condiciones sobre el plasma para el uso de sondas de Langmuir	29
2.2 Sonda simple	31
2.3 Sonda doble	34
2.4 Sonda triple	35
2.4.1 Modo de corriente	38
2.4.2 Modo de voltaje	40
Capítulo 3. Montaje para un plasma por ablación láser	41
3.1 Montaje experimental	41
3.2 Montaje de la sonda simple	43
3.3 Montaje de la sonda triple	45
Capítulo 4. Mediciones y discusión	48
4.1 Mediciones con la sonda simple	48
4.1.1 Mediciones con la sonda simple en el blanco de grafito	48

4.1.2 Mediciones con la sonda simple en el blanco de aluminio	52
4.2 Mediciones con la sonda triple	56
4.2.1 Mediciones con la sonda triple (modo de voltaje)	57
4.2.2 Mediciones con la sonda triple (modo de corriente)	68
4.2.3 Doble distribución en la pluma de grafito	74
Capítulo 5. Conclusiones	79
Apéndice A.1 Derivación de la distribución de la energía de los electrones en términos del $V_{sonda}$	82
Apéndice A.2 Derivación de la corriente de electrones colectada por una sonda como función del $V_{plasma}$ en un plasma maxwelliano	85
Apéndice B.1 Bobina de Rogowski	87
Apéndice B.2 Principio de funcionamiento de una bobina de Rogowski	88
Apéndice B.3 Calibración de las bobinas de Rogowski	90
Apéndice C Láseres pulsados	91
Apéndice D.1 Elección de los componentes de los circuitos para la sonda simple	93
Apéndice D.2 Elección de los componentes de los circuitos para la sonda triple	95
Apéndice E Cálculo de errores	96
Referencias	98

# Introducción

## *Reseña histórica sobre el Láser*

En 1954, Charles Townes y Arthur Schawlow inventaron el MASER (**M**icrowave **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation), utilizando gas amoníaco y radiación de microondas. A finales de los 1950 los científicos de todo el mundo estaban tratando de desarrollar un MASER óptico. Mientras se encontraba empleado en los Laboratorios de Investigación Hughes como un director de departamento en mayo de 1960, Theodore Maiman desarrolló, demostró, y patentó un láser utilizando un rubí rosa con extremos plateados, por lo cual se ganó el reconocimiento en todo el mundo. Su láser de rubí era de ocho pulgadas de largo y producía una sola frecuencia de la luz pura de color rojo oscuro (694.3 nm). El primer láser de gas, de helio-neón con una longitud de onda de 1150 nm, fue desarrollado en diciembre del mismo año y durante los años siguientes el área explotó con los láseres de CO<sub>2</sub> y Nd:YAG creados en 1964.

Inicialmente, se llevaron a cabo estudios teóricos y experimentales sobre la interacción de los rayos láser con materiales sólidos, líquidos y gaseosos. La facilidad con que los materiales podrían ser vaporizados condujo a la primera deposición de una película delgada por Smith y Turner en 1965<sup>[1]</sup>. Sin embargo, las limitaciones en la longitud de onda y la potencia implicaban que la selección de material era limitada y la calidad de la película era pobre en comparación con otras técnicas disponibles en el momento. No fue sino hasta mediados de 1970 con dos acontecimientos importantes que un gran interés en la tecnología láser se llevó a cabo. En primer lugar, ya se disponía de láseres Q-switched eléctricos. Esto podría generar pulsos muy cortos, con una potencia máxima superior a  $10^8 \text{ Wcm}^{-2}$ . El segundo avance fue el desarrollo de un generador de segundos armónicos de alta eficiencia para ofrecer una longitud de onda más corta. Hasta la década de 1990 los láseres más comunes utilizados en la ciencia de los materiales fueron las emisiones de CO<sub>2</sub> y Nd:YAG, pero la disponibilidad de los láseres en el régimen ultravioleta resultó en una profundidad menor de absorción y por lo tanto, de volumen calentado. En general, el intervalo más útil de longitudes de onda de láser para el procesamiento del material está entre 200 a 400 nm, la mayoría de los materiales muestran una fuerte absorción en esta región. En conjunto, estos dos desarrollos ampliaron la elección de materiales y se mejoró la calidad de la película en general.

Hasta finales de 1980s el principio de aplicación de la ablación con láser era para la óptica y espectrometría de masas para el análisis químico. Ahora incluye un número creciente de técnicas tales como la deposición por láser pulsado (PLD), la producción de nanopartículas, micro mecanizado y la cirugía. El proceso de PLD se extendió después de la producción de una fina película de superconductor de alta temperatura YBCO por Venkatesan en 1987.

## *Breve descripción de Ablación Láser*

En contraste con la simplicidad del diseño experimental, la interacción entre el láser y el blanco es un fenómeno físico muy complejo. Las descripciones teóricas del mismo requieren la conjunción de varias disciplinas y la combinación de procesos en equilibrio y fuera de equilibrio. El mecanismo que permite la ablación del material depende de las características del láser, así como de las propiedades ópticas, topológicas y termodinámicas del blanco. Cuando la radiación láser es absorbida por una superficie sólida, inicialmente la energía electromagnética es convertida en excitación electrónica y después en

energía térmica, química e incluso mecánica. Como consecuencia se produce evaporación, ablación, excitación, exfoliación y la formación del plasma. Las partículas evaporadas forman una “pluma” compuesta de una mezcla de especies energéticas incluyendo: átomos, moléculas, electrones, iones, cúmulos, partículas sólidas de tamaño micrométrico y glóbulos evaporados. El camino libre medio dentro de la pluma es pequeño de modo que las colisiones aumentan, e inmediatamente después de la radiación láser la pluma se expande rápidamente desde la superficie del blanco, formando un flujo hidrodinámico en forma de chorro. Posteriormente las partículas que constituyen esta pluma se depositan sobre el sustrato. Debido a la naturaleza del proceso antes descrito, las propiedades de la película depositada dependen directamente de las características del plasma por ablación láser.<sup>[1,2]</sup>

Para la interacción entre el láser y el material, los parámetros principales son la reflectividad de la superficie a una longitud de onda particular, la profundidad de absorción óptica y la profundidad de la difusión térmica. La profundidad de absorción óptica está dada por:  $d_{opt} = \lambda/4\pi k$ , donde  $k$  es el coeficiente de extinción. La difusividad térmica dada por:

$$D = \frac{\kappa}{\rho c_p}, \quad (1)$$

donde  $\kappa$ ,  $\rho$  y  $c_p$  son la conductividad térmica, la densidad y capacidad calorífica específica respectivamente. La profundidad de difusión de calor es definida como:

$$d_{th} = 2(D\tau_p)^{1/2}, \quad (2)$$

donde  $\tau_p$  es la longitud del pulso láser. En metales la radiación láser es absorbida por la excitación de electrones libres. Los electrones excitados se termalizan rápidamente por colisiones de electrón-electrón, con un tiempo de relajación característico;  $\tau_e$ . La energía de los electrones es entonces transferida a la red por interacciones electrón-fonón caracterizadas por;  $\tau_l$ , donde  $\tau_e \ll \tau_l$ .

Para varias longitudes de pulsos pueden surgir tres situaciones. Para pulsos relativamente largos, es decir pulsos de nanosegundos,  $\tau_e \ll \tau_l \ll \tau_p$ . La longitud del pulso es suficientemente largo para un calentamiento extensivo del blanco, resultando en una zona grande de fundición. Para un pulso de 6 nanosegundos (ns) la profundidad de la difusión del calor en la plata, es  $d_{th} \approx 1 \mu\text{m}$ , lo cual es mucho más grande que la profundidad de absorción óptica  $d_{op} \approx 20 \text{ nm}$  a una longitud de onda de 250 nm. Para pulsos de picosegundos (ps),  $\tau_e \ll \tau_l \approx \tau_p$ , la longitud del pulso es al menos comparable con el tiempo de relajación electrón-fonón. En este régimen  $d_{th} \sim 10 \text{ nm}$  para los metales y el calentamiento del blanco permite fundir el material. Para pulsos de femtosegundos (fs),  $\tau_e \ll \tau_p \ll \tau_l$ , la longitud del pulso es más corta que la relajación electrón-fonón por tres órdenes de magnitud, por lo que en este régimen  $d_{th}$  se limita a la superficie y la conducción de calor en el blanco se puede despreciar dentro del tiempo de duración del pulso. La elección de la longitud del pulso y la longitud de onda depende finalmente de la elección de la aplicación del láser.

Ahora bien, la ablación láser se utiliza para depositar múltiples-componentes; blancos, dieléctricos y lentes. La ablación láser con pulsos de fs tiene muchas características interesantes. Se ha demostrado recientemente que se pueden producir nanopartículas durante la ablación y puede tener varias ventajas sobre las técnicas estándar.

La ablación con láser también puede ser utilizada en varias técnicas analíticas. Estos incluyen “matrix

assisted laser desorption ionisation” (MALDI), “laser micro-probe mass spectrometry” (LMMS) y laser induced breakdown spectrometry (LIBS). Por ejemplo LIBS se utiliza en pulsos cortos ( $\sim 7$  ns) enfocado en una muestra para ser analizada al crear un plasma. El plasma se compone de neutros y de especies cargadas que irradian a longitudes de onda específicas, dependiendo de los elementos. Al capturar la luz emitida por ellos es posible identificarlos por sus longitudes de onda y la abundancia de cada elemento se calcula por la intensidad de la luz.

### ***Técnicas de diagnóstico***

Hay muchas técnicas disponibles para determinar los parámetros del plasma (tales como la densidad y la temperatura de sus componentes), como espectroscopia óptica, técnicas fotográficas, espectroscopia de masas y la colección de carga. Las técnicas de espectroscopia óptica e interferometría son particularmente útiles en el análisis de la expansión de la pluma cerca del blanco. Entre otros métodos, las mediciones de intensidad de emisión son técnicas comunes para determinar la temperatura en un plasma producido por láser. Esta técnica es debida al hecho de que las densidades de los átomos en diversos estados son proporcionales a exponenciales de las razones negativas entre la energía de excitación y la energía térmica. Las técnicas fotográficas, tales como la fotografía ICCD puede ser utilizada para caracterizar la expansión de la pluma en vacío o en presencia de un gas de fondo.

La caracterización por análisis de especies cargadas es importante, ya que el plasma puede contener iones energéticos (10 a 200 eV), que pueden influir en el proceso de crecimiento durante el PLD. Técnicas tales como espectroscopia de masas por tiempo de vuelo (TOFMS) permiten la identificación de masa y el análisis de energía, de forma simultánea de un disparo a otro. TOFMS contiene varios métodos tales como TOFMS-lineal donde el espectrómetro es montado a lo largo de la dirección de la expansión de la pluma, y TOFMS-reflector donde se utilizan iones reflectados para mejorar la resolución de la masa.

Las técnicas de recolección de carga son comunes para caracterizar un plasma (por ejemplo sondas de Langmuir). La carga se recoge utilizando sondas electrostáticas inmersas en el plasma.

### ***Sonda de Langmuir***

El uso de sondas electrostáticas para obtener información localizada de parámetros de plasma es una técnica bien establecida que se remonta a 1923, cuando fue introducida por Langmuir y Mott-Smith<sup>[1.3]</sup>, y se conoce comúnmente como sondas de Langmuir. La literatura ofrece numerosos experimentos y artículos de revisión alrededor del dispositivo, donde algunos de los más completos están dados por Demidov<sup>[1.4]</sup> et al. y Chen<sup>[1.5]</sup>.

Conceptualmente una sonda de Langmuir es un dispositivo muy simple. Por una “sonda” entendemos un electrodo metálico pequeño, el cual esta inmerso en un plasma. Generalmente la sonda es conectada a través de un una fuente de potencial para polarizarla. La corriente que fluye hacia la sonda es colectada, y se toma como función del voltaje aplicado. La relación resultante entre la corriente de la sonda y el voltaje aplicado es llamada la “curva característica (I vs V)”. Bajo las más favorables condiciones la concentración de carga atraída, el potencial y la distribución de velocidad de los electrones (de un plasma sin perturbaciones), en la inmediata vecindad de la sonda puede ser derivada de la curva característica de la sonda. Tomando arreglos especiales de sondas, se puede obtener información adicional sobre oscilaciones, flujo, deriva y difusión de procesos en el plasma.

Aunque las sondas fueron usadas para la investigación de descargas de gases a principios del siglo pasado, no fue sino hasta la década de los 1920 que Langmuir y sus colaboradores hicieron un método para su teoría número uno, de uno de los métodos más poderoso para el diagnostico de plasmas. Langmuir se enfocó al caso de baja presión, donde las colisiones entre las partículas del plasma pudieran ser despreciables. En este caso, pudo desarrollar una teoría simple y auto-consistente. Ahora se sabe que algunas de las suposiciones de la teoría de Langmuir apenas pueden ser realizadas en aplicaciones reales. A pesar de ello los resultados de Langmuir siguen formando parte de la base para todas las consideraciones en lo que respecta a las sondas.

En laboratorios de plasmas el intervalo de aplicabilidad de los métodos de sondas se extienden sobre 7 ordenes de magnitud en presión (desde aproximadamente  $10^{-5}$  mmHg hacia arriba) y más de 8 ordenes de magnitud en concentración de carga (arriba de  $e \times 10^6$   $\text{cm}^{-3}$ , donde  $e$  es la carga del electrón). No obstante, el número de posibilidades para un uso significativo de la sonda está sujeto a muchas restricciones severas.

Comparado con muchas otras herramientas de diagnostico la sonda se distingue por la posibilidad de la medición local directa de los parámetros del plasma. Esta ventaja, sin embargo, está cercanamente conectada a sus principales deficiencias. La medición local requiere que la sonda se encuentre insertada dentro del plasma, por lo que se requiere que las dimensiones del plasma sea varias veces mayor que la sonda.

La evaluación de los parámetros del plasma a partir del uso de la sonda está restringida al caso de distribuciones de velocidades maxwellianas. Como se ha demostrado, la distribución de velocidades de electrones, particularmente en bajas presiones de plasma, no sólo está lejos de ser maxwelliana sino también de ser isotrópica. Un progreso esencial en la teoría de la sonda fue lograda por el trabajo de Druyvesteyn, quien mostró que la distribución real de los electrones puede derivarse de la forma de la curva característica del plasma. El desarrollo de la sonda fue enriquecido por la invención de la técnica de la sonda doble por Johnson y Malter. Este método permite la investigación incluso de plasmas en los cuales la referencia del potencial en la forma de un electrodo está ausente o donde el espacio del potencial no está bien definido (por ejemplo, experimentos sin electrodos a altas frecuencias de descarga, en fluctuaciones, o en plasmas espaciales).

Durante las ultimas décadas las técnicas experimentales y la teoría de las sondas han sido refinadas en muchos trabajos. Investigaciones teóricas analizan la perturbación de un plasma por una sonda, en particular en la zona de transición entre el espacio de la envolvente de carga circundante a la sonda y el plasma sin perturbar. Diversos intentos se han hecho con el fin de extender los métodos de las sondas hacia los intervalos en los cuales la teoría de Langmuir falla. La conexión entre el plasma a altas presiones de gas y bajo la influencia de un campo magnético fuerte son también mencionadas dentro de las extensiones más importantes de la teoría de la sonda clásica. El análisis de la sonda para esos plasmas no sólo es extraordinariamente complicado, sino que también sus resultados no pueden ser aplicados directamente a la curva característica determinada experimentalmente.

Mientras que la teoría de Langmuir puede derivarse de la conservación de la leyes de la mecánica (momento angular y energía) y la ecuación de Poisson, incluyendo apropiadamente las condiciones a la frontera, el conocimiento adicional de parámetros tales como movilidades, constantes de difusión y frecuencias de ionización no son requeridas para la teoría, al igual que las colisiones entre las partículas del plasma. La inclusión de estos parámetros extra hacen que sea complicado el análisis, sobre todo porque pueden variar abruptamente en la vecindad de la sonda, como por ejemplo la fuerza del campo eléctrico y la distribución de velocidad de las partículas del plasma. El caso de campos magnéticos

altos aún no está bien comprendido, porque nuestro entendimiento de los procesos de difusión a través de las líneas de campo magnético no está bien entendido a pesar de considerables esfuerzos en el campo.

### ***Sonda Triple de Langmuir***

Existe otra limitante para la utilización de las sondas simple y doble de Langmuir, si lo que se desea es construir la curva característica (I vs V). Esta limitante es el tiempo de duración del plasma. En muchos plasmas de laboratorio los tiempos de duración pueden ser bien controlados y en general se obtendrán plasmas estacionarios. Los tiempos de estos plasmas son suficientemente grandes, de manera que se pueden hacer los barridos de voltaje en las sondas simples o dobles. Sin embargo, hay plasmas cuyos tiempos de duración son tan cortos que no es posible hacer el barrido de voltaje en una sonda simple o doble. Para solucionar este problema se desarrollaron las sondas triples de Langmuir.

Una sonda triple de Langmuir ofrece una ventaja sobre las sondas simples y dobles, permitiendo medir simultáneamente los parámetros del plasma sin la necesidad de barrer algún voltaje (de polarización), los cuales son una limitante en el ambiente de un plasma pulsado.<sup>[I.6],[I.7]</sup>

Esta técnica resulta ser una poderosa herramienta no sólo para plasmas estacionarios sino también para plasmas que cambian rápidamente en el tiempo, como cuando se tienen fluctuaciones recurrentes o no recurrentes, bajas frecuencias de oscilación del plasma, ondas de choque del plasma, etc.. Es útil también en circunstancias donde el dispositivo de censado debe moverse rápidamente a través del plasma, tal como en aplicaciones en geofísica o en ciencias espaciales donde cohetes o naves espaciales son usados como portadores de sondas, o en la medición de arcos de plasma donde la sonda no puede mantenerse dentro del plasma.<sup>[I.8]</sup>

### ***Trabajo de Tesis***

El objetivo de este trabajo de tesis es estudiar, en el caso particular de los plasmas producidos por ablación láser, las diferencias entre la operación de sondas simples y triples de Langmuir. Las diferencias tales como el tiempo requerido para tomar datos (duración del experimento), tiempo en el análisis de datos, resolución temporal, etc., se resaltan. El trabajo está dividido de la siguiente manera:

En el *Capítulo I* se mencionan los fundamentos de los plasmas en general y de los plasmas por ablación láser. En el *Capítulo II* se plantea la teoría de las sondas simples, dobles y triples, incluyendo en este último caso los modos de voltaje y de corriente. En el *Capítulo III* se hace la descripción del montaje experimental y de la sonda simple y triple en un experimento por ablación láser. En el *Capítulo IV* se discuten los resultados obtenidos. Finalmente, en el *Capítulo V* se presentan las conclusiones y se hace una reflexión sobre el trabajo a realizar en el futuro.

# Capítulo 1

## Fundamentos

### 1.1 Concepto de plasma

**Plasma** es materia más allá de su estado gaseoso, donde los átomos son despojados de al menos un electrón en sus capas exteriores por lo que ocurre un proceso de ionización, de modo que lo que queda son iones positivos en un mar de electrones libres. No todos los átomos tienen que estar ionizados: se considera un plasma frío cuando el material está ionizado entre 1 y 10%, mientras que el resto del gas queda como átomos neutros o moléculas. A temperaturas más altas, tales como aquellas en las investigaciones de fusión nuclear, los plasmas están ionizados plenamente, lo que significa que todas las partículas están cargadas, aunque esto no implica que los átomos hayan sido despojados de todos sus electrones.<sup>[1.1]</sup>

Podemos llamar a un plasma caliente o frío, pero estos términos tienen que ser explicados detenidamente. En un fluido ordinario las especies están en equilibrio térmico, lo que significa que la distribución de velocidades de los átomos o moléculas tiene que ser maxwelliana (gaussiana). De esta manera:

$$f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = n(\bar{\mathbf{r}}, t) \left( \frac{m_s}{2\pi kT_s} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[ -\frac{m_s (\mathbf{v} - \mathbf{U}_s)^2}{2kT_s} \right], \quad (1.1)$$

donde  $s$  es la especie,  $m_s$  es la masa,  $\mathbf{v}_s$  es la velocidad,  $k$  es la constante de Boltzmann,  $n_s(\mathbf{r}, t)$  es la densidad,  $\mathbf{U}_s(\mathbf{r}, t) = \langle \mathbf{v}_s \rangle$  es el promedio de la velocidad (los braquets representan un promedio sobre la función de distribución de las especies) y la  $T_s$  es la temperatura. En un plasma, las diferentes especies - de iones, electrones, y los neutros - pueden tener diferentes temperaturas:  $T_i$ ,  $T_e$ , y  $T_n$ . Estos tres tipos de especies (o más, si hay diferentes tipos de iones o átomos), en general, no puede colisionar con la suficiente frecuencia para igualar las temperaturas, debido a que las densidades son generalmente mucho menores que para un gas a presión atmosférica. Sin embargo, cada especie suele chocar con ella misma a frecuencias suficientemente altas para tener una distribución maxwelliana. Un plasma muy caliente puede ser no maxwelliano y tendría que ser tratado por la “teoría cinética”.

Un plasma térmico “frío” tendría que tener un temperatura de electrones de al menos aproximadamente 10 000 K, por lo que los electrones rápidos en la “cola” de la distribución serían suficientemente energéticos para ionizar átomos, con los que chocan con suficiente frecuencia para superar la recombinación de iones y electrones y no neutralizarse. Debido a los valores grandes de temperatura, es más conveniente expresarla en electrón-voltios (eV). Se tiene que tomar en cuenta que la energía media de una distribución maxwelliana está dada por  $(3/2)kT$ , por lo que un plasma a 1eV tiene una energía promedio de 1.5 eV por partícula. El factor de correspondencia entre la temperatura absoluta y eV es

$$1\text{eV} = 11\,600\text{ K}$$

Los plasmas fríos los podemos encontrar en la vida cotidiana, ya que pueden ser producidos por descargas eléctricas. Ejemplos de ellos son las lámparas fluorescentes (con  $T_e \approx 1 - 2$  eV), tubos de flash fotográficos, televisores de plasma, lámparas de arco de alta potencia para proyectores de datos o alumbrado de las calles, y muchas otras aplicaciones industriales como el grabado de obleas de silicio o de deposición de silicio sobre sustratos para la producción celdas solares y pantallas de ordenadores. Ellos son todos impulsados por una corriente aplicada directa (DC) y de corriente alterna (CA) o frecuencia de radio (RF) de tensión, que genera una avería eléctrica de gas y mantiene la descarga.<sup>[1.2]</sup>

Fuera de la tierra en la ionosfera o el espacio exterior, sin embargo, casi todo está en un estado de plasma. De hecho, lo que vemos en el cielo es visible sólo porque los plasmas emiten luz. Por lo tanto, hay una gran cantidad de aplicaciones en ciencia espacial y la astrofísica. Algunos ejemplos son:

- Aurora boreal
- El viento solar
- Magnetosfera de la Tierra y algunos planetas
- Corona solar y las manchas solares
- Colas de los cometas
- Nebulosas gaseosas
- Interiores estelares y atmosferas
- Los brazos galácticos
- Los cuásares, púlsares, novas y agujeros negros
- Etc..

La ciencia en plasmas comenzó en la década de 1920 con experimentos en laboratorios sobre emisiones de gases, realizados por personalidades tan famosas como Irving Langmuir. Durante la Segunda Guerra Mundial, los físicos fueron llamados a inventar tubos de microondas para construir radares. El mayor impulso en la física de plasmas tuvo inicio en la investigación sobre fusión nuclear controlada en la década de 1950. La tarea consiste en reproducir en la Tierra las reacciones termonucleares que ocurren en las estrellas para generar su energía. Esto sólo se puede hacer calentando y confinando un plasma de más de  $10^4$  eV ( $10^8$  K). Si esta empresa tiene éxito, algunos dicen que será el mayor logro de la humanidad desde la invención del fuego, porque proporcionará a nuestra civilización una fuente infinita de energía, usando solamente litio y el deuterio que existe naturalmente en nuestros océanos.

Otro uso de los plasmas es la generación de radiación coherente: tubos de microondas, láseres de gas, láseres de electrones libres, etc.. Algunos aceleradores de partículas usados en plasmas se están desarrollando para la física de altas energías. Láseres de femto-segundos pueden producir plasmas con cambios mucho más rápidos que los procesos químicos y biológicos hasta ahora conocidos, y así pueden ser ahora estudiados. Plasmas industriales, que son fríos, con altas presiones, y más complejos que los de las aplicaciones enumeradas anteriormente, se utilizan para el endurecimiento de metales, como en turbinas de aviones y piezas de automóviles, para el tratamiento de plásticos para la adhesión de la pintura y reducir la permeabilidad, para la nitruración de superficies contra la corrosión y abrasión, para la formación de recubrimientos de diamante, y para muchos otros fines. Sin embargo, la aplicación de la ciencia de plasmas que afecta cada vez más nuestra vida cotidiana es la producción de semiconductores. Ningún chip de computadora se puede hacer sin un procesamiento de plasma.

Dado que un plasma se define como un gas parcial o totalmente ionizado, la ionización ocurre de diversas maneras: cuando un material es calentado suficientemente, tanto que el movimiento térmico de los átomos provoque el rompimiento de la estructura del material, por impacto electrónico, por

incidencia de radiación electromagnética al material, etc. En estas nubes ionizadas ocurre una gran cantidad de fenómenos relacionados con la aparición de campos eléctricos y el movimiento de cargas eléctricas dentro de las mismas. Este movimiento de cargas eléctricas emitirá radiación electromagnética, ya sea con un espectro continuo (Radiación Brehmsstrahlung), o con un espectro discreto (desexcitación molecular, atómica o iónica). Si el plasma no tiene una fuente continua de excitación y/o de confinamiento, eventualmente la nube ionizada se expande y se enfría alcanzando así el equilibrio; esto es, los iones capturarán electrones libres y, una vez convertidos en átomos o moléculas neutras, tratarán de alcanzar un estado de mínima energía.

Las partículas en un plasma exhiben un comportamiento colectivo debido a la presencia de fuerzas coulombianas de largo alcance, en que cada partícula cargada en el plasma interactúa simultáneamente con un número considerable de otras partículas cargadas. Sin embargo, no todos los medios que presentan las características mencionadas pueden ser clasificados como plasmas. Para que un conjunto de partículas cargadas y neutras interactuantes exhiba el comportamiento de plasma, éste debe satisfacer ciertas condiciones o criterios.

Un plasma es macroscópicamente neutro en ausencia de condiciones externas. Esto significa que bajo condiciones de equilibrio, sin fuerzas externas presentes, en un volumen del plasma, suficientemente grande como para contener un gran número de partículas y suficientemente pequeño en comparación con las longitudes características en donde se presentan variaciones de parámetros macroscópicos (como densidad y temperatura), el resultado neto de la carga es igual a cero. En el interior del plasma los campos eléctricos se cancelan unos con otros en regiones microscópicas, de manera que no existe una carga neta diferente de cero en una región macroscópica. La condición de neutralidad eléctrica macroscópica sólo puede ocurrir a distancias donde se obtiene un balance entre la energía térmica de las partículas (que tiende a perturbar la neutralidad eléctrica) y la energía potencial electrostática resultante de cualquier separación entre cargas (que tiende a restaurar la neutralidad). Esta distancia es un parámetro característico del plasma llamado longitud de Debye. En ausencia de fuerzas externas, el plasma no puede perder la neutralidad a distancias mayores a esta longitud característica, y esto se debe a que las partículas cargadas son libres de moverse para neutralizar cualquier región del espacio que presente un exceso de carga en respuesta a las fuerzas coulombianas de largo alcance que aparecen en el mismo.

## 1.2 Parámetros que caracterizan un plasma

La longitud de Debye es un parámetro físico importante para la descripción de un plasma. Ésta puede definirse como la longitud media de decaimiento del potencial electrostático de una partícula cargada en el plasma. En ese sentido, la longitud de Debye corresponde a una distancia característica que define un escudo de apantallamiento de los campos electrostáticos. La longitud de Debye  $\lambda_D$  se define como [1.3].

$$\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.2)$$

donde  $\epsilon_0$  es la permitividad eléctrica del vacío,  $e$  la carga del electrón,  $n_e$  la densidad de electrones,  $k$  es la constante de Boltzmann y  $T_e$  la temperatura electrónica del plasma. Una expresión práctica para el

cálculo de  $\lambda_D$  es:

$$\lambda_D [cm] = 743 \left( \frac{T_e [eV]}{n_e [cm^{-3}]} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.3)$$

La longitud de Debye también puede considerarse como la distancia sobre la cual las fluctuaciones de los potenciales eléctricos pueden aparecer en el plasma; tales variaciones corresponden a una conversión de la energía cinética térmica de las partículas en energía potencial electrostática. Generalmente, la longitud de Debye es muy pequeña en comparación con la longitud característica del plasma. Por ejemplo, para una descarga eléctrica en un gas  $\lambda_D = 10^{-4}$  m, donde los valores típicos de  $T_e$  y  $n_e$  son  $10^4$  K y  $10^{16}$  m<sup>-3</sup> respectivamente.

La esfera de Debye se define como una esfera dentro del plasma cuyo radio es igual a  $\lambda_D$ . El número de electrones  $N_D$  dentro de la esfera de Debye está dado por <sup>[1.3]</sup>:

$$N_D = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 n_e. \quad (1.4)$$

El efecto de escudo o barrera de la esfera de Debye es una característica de todos los plasmas y no ocurre en todos los medios que contienen partículas cargadas. Un requisito necesario para la existencia de un plasma es que las dimensiones físicas del sistema sean muy grandes en comparación con la longitud de Debye. Si  $L$  corresponde a la longitud característica del plasma, el primer criterio para la definición de plasma es:

$$L \gg \lambda_D. \quad (1.5)$$

Dado que el efecto de apantallamiento es resultado del comportamiento colectivo dentro de la esfera de Debye, es también necesario que el número de electrones dentro de la misma sea muy grande. Así, el segundo criterio para la definición de plasma es:

$$n_e \lambda_D^3 \gg 1. \quad (1.6)$$

en otras palabras, esto significa que la distancia promedio entre electrones debe ser muy pequeña en comparación con la longitud de Debye. A pesar de que la condición (1.5) comprende la neutralidad macroscópica del plasma (ya que las fluctuaciones eléctricas sólo pueden ocurrir en distancias del orden de  $\lambda_D$ ); algunas veces tal neutralidad es considerada como un tercer criterio de la existencia de un plasma y puede expresarse de la siguiente forma <sup>[1.3]</sup>:

$$n_e = \sum_i n_i Z_i, \quad (1.7)$$

donde  $n_i$  es el número de iones,  $Z_i$  es el número atómico de cada ion.

Otra propiedad importante del plasma es la estabilidad de la carga neutra macroscópica. Considérese un plasma inicialmente uniforme y supóngase que por medio de algún factor externo, se produce una pequeña separación de carga dentro de él. Si la fuerza externa se remueve instantáneamente, el campo

eléctrico interno ocasiona una separación de carga colectiva que acelera a los electrones en un intento por restaurar la neutralidad. Sin embargo, a causa de la inercia, los electrones se mueven más allá de la posición de equilibrio y se produce un campo eléctrico en dirección opuesta. Esta secuencia de movimientos se repite periódicamente con una transformación continua de energía cinética en energía potencial y viceversa, resultando en oscilaciones colectivas rápidas de los electrones alrededor de los iones masivos. A pesar de este proceso, el plasma conserva su carga neutra macroscópica. La frecuencia angular de las oscilaciones colectivas de electrones, también llamada frecuencia de plasma está dada por:

$$\omega_p = \left( \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.8)$$

donde  $m_e$  es la masa del electrón. Las colisiones entre electrones y partículas neutras tienden a amortiguar esas oscilaciones colectivas y disminuir gradualmente su amplitud. De esta forma, es necesario que la frecuencia de colisiones entre neutros y electrones ( $\nu_{en}$ ) sea menor que la frecuencia de plasma,

$$\nu_p = \frac{\omega_p}{2\pi} > \nu_{en}. \quad (1.9)$$

La ecuación (1.9) es el cuarto criterio para la existencia de un plasma sin colisiones. Por otro lado, uno de los conceptos más importantes en física de plasmas es el de equilibrio termodinámico local (ETL).

El equilibrio termodinámico se verifica si todas las temperaturas de un sistema son idénticas. En el caso de los plasmas de laboratorio esto no es posible, ya que la energía de radiación en la periferia no puede igualar a la del interior. Sin embargo, es posible considerar la condición de ETL en un plasma, la cual desde el punto de vista termodinámico constituye una fuente de radiación constante en una región específica del mismo, para lo cual es necesario que la energía y la velocidad de las especies estén dadas por distribuciones maxwellianas.

En el caso de un plasma, el ETL se asume cuando los procesos colisionales son dominantes en comparación con otros procesos físicos. En ese sentido, se considera que los procesos de excitación y desexcitación, de los átomos neutros y/o iones, se generan por colisiones. Si la concentración de electrones  $n_e$  es alta, la frecuencia de colisiones es elevada y predominan este tipo de procesos. Cabe señalar que el ETL es válido cuando se cumple la siguiente condición sobre la densidad electrónica <sup>[1,2]</sup>:

$$n_e \geq 1.4 \times 10^{14} \sqrt{T} (E_m - E_n)^3 \text{ cm}^{-3}, \quad (1.10)$$

donde  $T$  es la temperatura del plasma en eV y  $(E_m - E_n)$  es la diferencia de energías entre el estado superior e inferior (en eV).

Otro de los conceptos más importantes en la física de plasmas es la frecuencia de colisiones. Ésta se define como:

$$\nu_c = n \sigma_c(v) v, \quad (1.11)$$

donde  $n$  es la densidad de partículas en el plasma y  $\sigma_c(v)$  es la sección eficaz de colisión de las

partículas con velocidad  $v$ . Al igual que la frecuencia de colisiones, la longitud del camino libre medio es una cantidad estadística que permite establecer la importancia de los procesos colisionales en el plasma. La longitud de camino libre medio  $l_c$  se define como:

$$l_c = \frac{1}{n\sigma_c}. \quad (1.12)$$

## 1.3 Plasma producido por ablación láser

Un pulso láser con suficiente energía puede generar un plasma sobre un blanco debido a la interacción de la materia con la radiación láser. Este proceso es denominado **rompimiento** del material.<sup>[1.4],[1.5]</sup>

Los láseres de alta potencia usados para producir plasmas, son láseres pulsados que operan en la región infrarroja a ultravioleta, típicamente con pulsos que duran un tiempo del orden de nanosegundos. La energía del pulso requerida depende de diversos factores, incluyendo las propiedades de éste (energía, longitud de onda, duración) y de la muestra (reflectividad, densidad, etc.)

La palabra **ablación** significa erosión o extracción de algo; así, se puede inferir que este proceso en un material implica la remoción de partículas del mismo. La **ablación láser** consiste en la interacción de la luz con la materia y se refiere al calentamiento en la superficie del material debido a los fotones energéticos que inciden sobre dicha superficie y que causan la eyección del mismo mediante la formación de un plasma.

Un plasma de ablación se caracteriza por el calentamiento del material, la expulsión de iones en una pluma de plasma, y la posterior expansión de una onda calorífica (también llamada onda de choque).<sup>[1.6]</sup>

### 1.3.1 Rompimiento

La obtención del rompimiento del gas producido por el láser puede atribuirse a dos mecanismos:

- Ionización del medio por absorción multifotónica.
- Ionización por cascada o avalancha.

La *absorción multifotónica* consiste en la ionización de un átomo o molécula al absorber varios fotones, el cual se resume en el siguiente proceso:



donde  $M$  es un átomo o molécula,  $M^+$  representa un ión,  $nh\nu$  representa a  $n$  fotones.

La ionización por *cascada o avalancha* es un proceso que se inicia por medio de un electrón inicial que

eventualmente genera una avalancha. Los electrones iniciales son electrones libres existentes al comienzo del pulso del láser y pueden producirse por absorción multifotónica o por alguna impureza con bajo potencial de ionización. El proceso mediante el cual se logra la ionización es el siguiente:



En este proceso los electrones adquieren energía al ser acelerados por el campo eléctrico del láser chocando con átomos neutros; si tienen la energía suficiente, ionizan el medio y el proceso comienza nuevamente. A tiempos largos existe un proceso adicional que contribuye a reforzar los procesos de ionización subsecuentes, ya que la misma ionización inicial del gas produce una separación de carga espacial (iones positivos y electrones), la cual crea campos eléctricos extraordinariamente grandes. Por consiguiente, la concentración de electrones crece con el tiempo, produciéndose el rompimiento en cascada.

## 1.3.2 Procesos involucrados en la ablación láser

La ablación con un pulso láser ha sido analizada con modelos térmicos, mecánicos, fotofísicos, fotoquímicos y de defectos en el material.<sup>[1,7]</sup> Estos modelos tratan de describir el proceso de la ablación mediante un único mecanismo dominante; por esta razón, los modelos se aplican sólo a un material en particular con un estrecho intervalo de parámetros. Una descripción más general requiere considerar diferentes mecanismos de interacción simultáneamente y el acoplamiento entre ellos. Algunos de los procesos para generar las diversas formas para tener la ablación de un material puede ser la *ablación térmica*, *ablación fotoquímica* y *ablación fotofísica*.

### ***Ablación Térmica***

El proceso comienza con la excitación del material por uno o varios fotones. Si la energía de excitación es instantáneamente convertida en calor, el incremento en la temperatura cambia las propiedades ópticas del material y consecuentemente la absorción de la energía. El aumento en la temperatura del material puede resultar en ablación. Sin embargo, puede existir otra forma de lograr este tipo de ablación: el aumento de la temperatura induce esfuerzos en los componentes moleculares o atómicos del material. Estos esfuerzos también cambian las propiedades ópticas del material que pueden resultar en ablación. Ahora, si estos esfuerzos son muy grandes, podrían generar ablación explosiva.

### ***Ablación Fotoquímica***

Si la energía de los fotones es suficientemente alta, la excitación debida al pulso láser puede resultar directamente en rompimiento de enlaces. Como consecuencia de ello, se desprenden de la superficie átomos, moléculas, cúmulos y fragmentos. Alternativamente se pueden producir defectos inducidos por luz que generan esfuerzos en el material y producir ablación. En ambos casos, los procesos tienen lugar, en principio, sin cambiar la temperatura de la superficie del material.

### ***Ablación Fotofísica***

En la ablación fotofísica hay contribución de procesos térmicos y no térmicos; por lo tanto, la ablación fotoquímica y la térmica se consideran casos límite de este mecanismo. Nuevamente, los defectos,

esfuerzos y cambios volumétricos en el material tendrán una influencia determinante en el proceso. Finalmente, es necesario relacionar los efectos de los láseres pulsados de alta potencia con la ablación de diversos materiales. No todos los tipos de radiación interactúan con un material de la misma manera, por lo que es necesario considerar otras características del pulso, tales como su duración y su longitud de onda.

### 1.3.3 Dependencia de la ablación con la duración del pulso láser

Actualmente un láser es capaz de generar pulsos con duraciones de nano, pico y femto-segundos.<sup>[1.7]</sup> Cada uno de éstos interactúa con el material y el plasma de manera distinta:

**Pulsos de nanosegundos ( $10^{-9}$  s):** En este régimen, la remoción de material (ablación) se lleva a cabo fuera del equilibrio, y se puede deber a procesos microscópicos térmicos y no térmicos. Se ha establecido que la energía de excitación es proporcional al material removido, siempre y cuando la capa desprendida por pulso sea del orden de la profundidad de penetración óptica. Aún cuando estos pulsos son cortos, los procesos térmicos influyen enormemente en el material y la luz incidente interactúa con el plasma, causando absorción parcial del pulso.

**Pulsos de pico y femtosegundos ( $10^{-12}$ - $10^{-15}$  s):** También llamados pulsos ultracortos, los efectos de apantallamiento y disipación térmica son reducidos significativamente con pulsos de picosegundos, mientras que con pulsos de femtosegundos, ya son despreciables. En estos casos, la remoción de material está muy localizada y requiere menos energía. Los procesos involucrados en ablación (térmicos, fotoquímicos y fotofísicos) son de mínima relevancia, entrando en juego otros procesos que se considerarían despreciables en pulsos de nanosegundos. Estos efectos pueden ser: absorción óptica no lineal, efectos fuera de equilibrio de excitaciones vibracionales, decaimiento en avalancha, ionización multifotónica y fenómenos de calentamiento supercrítico.

### 1.3.4 Dependencia de la ablación con la longitud de onda

La longitud de onda del láser,  $\lambda$ , cobra importancia cuando se habla de la eficiencia de la absorción de la energía del láser dentro del blanco. Para la mayoría de los metales, el coeficiente de absorción  $\alpha$  disminuye si  $\lambda$  también lo hace; sin embargo, esto no se cumple para materiales estructuralmente más complejos.<sup>[1.8]</sup> El coeficiente de absorción está dado por

$$\alpha = (3.69 \times 10^8) \frac{Z^3 N_i^2}{T^{1/2} \nu^3} (1 - e^{-h\nu/kT}) \text{ cm}^{-1}, \quad (1.15)$$

donde  $Z$  es el número atómico,  $N_i$  la densidad iónica,  $h$  la constante de Planck,  $T$  la temperatura,  $k$  la

constante de Boltzmann y  $\nu$  la frecuencia de la radiación incidente.<sup>[1.8]</sup>

Aunque este modelo predice que habrá mejor absorción a longitudes de onda mayores, presenta severas limitaciones, ya que requiere condiciones particulares como una alta densidad de plasma o alta potencia del láser. Esto conduce a la necesidad de incorporar modelos dinámicos que combinen fenómenos radiativos, térmicos e hidrodinámicos para una descripción general y más completa.

Para otros materiales la variación del coeficiente de absorción con la longitud de onda es más compleja. Esta dependencia proviene de varios mecanismos tales como vibraciones de la red, impurezas, absorción de los portadores de carga, etc. Por ello cada material, dependiendo de su coeficiente de absorción  $\alpha$ , reflejará o transmitirá la energía que incide sobre él.

Típicamente, un plasma de ablación en su fase de expansión inicial alcanza densidades de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  y temperaturas de 20 000 K, muy por encima del punto de ebullición de cualquier material. Se cree que para estas temperaturas, el calentamiento se debe a bremsstrahlung inverso (absorción de fotones por electrones libres).

## 1.4 Aplicación en el crecimiento de películas delgadas

La técnica de ablación láser para la síntesis de materiales en forma de película delgada ha tenido un desarrollo importante en años recientes. Esta técnica de depósito de películas delgadas se basa en la interacción de radiación láser pulsada de alta potencia con blancos sólidos contenidos en una cámara de vacío. La interacción da lugar a la remoción de material que puede estar parcialmente ionizado, formando así una nube o **pluma** de plasma característica de esta técnica. Esta pluma, compuesta por partículas neutras, iones, electrones, átomos y cúmulos, se encargará de transportar el material hacia el sustrato donde se creará la película.<sup>[1.8]</sup>

Generalmente, puede considerarse que el proceso de depósito de películas delgadas por ablación láser consiste fundamentalmente de cuatro etapas: 1. Interacción del haz láser con el blanco. 2. *Expansión de los productos obtenidos por la remoción de material del blanco en una nube o pluma*. 3. Interacción de la pluma con el sustrato. 4. Nucleación y crecimiento de la película delgada sobre la superficie del sustrato. El proceso 2 es el relevante en el estudio de este trabajo de tesis.

### 1.4.1 Interacción del haz láser con el blanco

Al irradiar un sólido con fotones, uno de los efectos más importantes que ocurren es la expulsión de partículas del sólido cuando la energía de la radiación electromagnética incidente es suficientemente alta. La ablación láser es consecuencia de la interacción de fotones suficientemente energéticos con la materia. Este proceso de interacción involucra el acoplamiento de la energía electromagnética con el sólido, formándose un plasma. De esta forma se eyectan átomos, iones, especies moleculares y fragmentos de material.<sup>[1.9]</sup>

En los *materiales conductores*, los fotones incidentes son absorbidos y reflejados dependiendo de los coeficientes de absorción y reflexión de los materiales. En el caso de la absorción, la luz se transforma en energía térmica y se transporta hacia el interior del material, dependiendo de la conductividad térmica y el calor específico del blanco. Si la intensidad de la luz es suficientemente alta, la superficie del blanco se funde y, consecuentemente, el material se evapora; posteriormente las partículas evaporadas se ionizan y forman un plasma frente a la superficie del blanco, haciendo que el mecanismo de ablación sea más complicado.

Cuando se trabaja con *materiales aislantes*, el proceso inicial del mecanismo de ablación es más complejo. La energía de los fotones debe estar en el intervalo del ultravioleta para que ocurra la absorción de fotones. Cuando la energía de los fotones es tal que la luz no puede absorberse directamente por el sólido, son necesarios otros procesos para iniciar el fenómeno de ablación y crear portadores de carga libres en el sólido; por ejemplo, la absorción de la luz en defectos del material o en el caso de altas intensidades de luz láser, o el proceso de absorción multifotónica, que crea electrones libres.

Típicamente, si la densidad de energía es mayor a  $2.5 \text{ J/cm}^2$ , la superficie del blanco se calienta instantáneamente por encima de su temperatura de vaporización gracias a mecanismos de absorción lineal, absorción multifotónica, rompimiento dieléctrico y otros mecanismos desconocidos. La temperatura de vaporización de la superficie excede dentro de una fracción de la duración del pulso láser. La disipación de la energía por vaporización en la superficie es relativamente lenta comparada con la duración del pulso, de tal manera que antes de que la capa superficial pueda evaporarse, la temperatura y la presión en capas sub-superficiales alcanzan sus valores críticos, provocando que la superficie explote. La presión sobre la superficie irradiada debida al efecto de retroceso del material evaporado puede alcanzar valores de hasta  $10^{11} \text{ Pa}$ . Esta interacción explosiva se ha descrito como no-térmica, y de hecho, las observaciones en el cráter producido por esta interacción no muestran signos de fusión. Como consecuencia de este aumento de presión, la densidad de la pluma aumenta y efectos de expansión hidrodinámica comienzan a ser relevantes. Como resultado de esto, la mayoría de la luz incidente se absorbe en la pluma parcialmente ionizada, proceso que provoca el calentamiento del plasma y favorece la ionización y/o excitación del material evaporado. Esto resulta en que la pluma se ionice completamente y que prácticamente toda la radiación incidente sea absorbida en el plasma mediante un bremsstrahlung inverso.

## 1.4.2 Expansión de los productos obtenidos: pluma de plasma

La segunda etapa del proceso tiene lugar tiempo después de iniciada la acción del láser y en intervalos de nanosegundos. Cerca de la superficie del blanco el vapor es completamente ionizado, formándose un plasma que comienza a absorber la radiación láser incidente. Este proceso provoca el calentamiento del plasma y favorece la ionización y/o excitación del material emitido, dando lugar a la formación de un plasma excitado, que al desexcitarse forma una *pluma* visible distintiva de la ablación láser.<sup>[1.9]</sup>

La pluma contiene átomos neutros, moléculas, iones en el estado base y en estados excitados, así como electrones energéticos. Los átomos y los iones sufren colisiones en la región de alta densidad del plasma, cerca de la superficie del blanco, cuyo espesor es de algunos cientos de micras, y crean una

expansión altamente direccional perpendicular a la superficie del blanco con velocidades iniciales  $\geq 10^4$  m/s.

La expansión de la pluma se ha estudiado mediante diferentes técnicas experimentales. Los primeros experimentos se desarrollaron tanto en expansión en vacío, como en atmósferas de fondo. Desde ese entonces, se encontró que la pluma es altamente direccional, expandiéndose en dirección normal a la superficie del blanco. Se ha observado experimentalmente la formación de una región gaseosa altamente colisional cerca de la superficie de blanco. Esta última es conocida como la capa de Knudsen, la cual es la región de vapor donde las partículas tienden a alcanzar el equilibrio y desarrollar un centro de masa común con una velocidad de flujo con dirección normal al blanco. Ésta es igual a la velocidad del sonido en la capa de Knudsen y depende de la temperatura de la misma. Hay dos posibilidades para el flujo de partículas una vez que salen de dicha capa. Si no hay colisiones, ocurrirá una expansión libre, mientras que si las colisiones perduran, tendrá lugar una expansión adiabática. En la mayoría de los casos, dependiendo de las condiciones en las cuales se realice el experimento, el proceso de PLD muestra una expansión adiabática.

La expansión de la pluma depende principalmente de sus dimensiones iniciales y de la presión del gas de fondo contenido en el reactor donde se realiza el proceso de ablación. Cuando la presión en el gas de fondo es baja ( $< 10^{-4}$  Torr) ocurre un proceso de aceleración en la expansión inicial; después de esta fase, la velocidad de la pluma permanece prácticamente constante.

En presencia de una atmósfera de fondo, el proceso de expansión es definitivamente más complicado que bajo condiciones de vacío. Las partículas del plasma interactúan con las moléculas del gas, dando lugar a diversos procesos físicos y químicos tales como desaceleración, termalización de las especies ablacionadas (*ablated species*), difusión, recombinación, formación de ondas de choque y formación de agregados. En consecuencia, el espectro de emisión, la temperatura electrónica y la densidad del plasma son parámetros que se ven significativamente influenciados por la atmósfera de fondo. Por otro lado, existen otros parámetros que también son afectados de manera indirecta, como el tamaño del foco generado por el láser y la cantidad de material vaporizado por la incidencia de la radiación. Debido a la gran afectación que experimenta el plasma al expandirse a través de una atmósfera y su importancia en el depósito de películas delgadas, formación de nanopartículas y agregados, se han desarrollado diversos modelos que describen la interacción de la pluma con el gas presente.

En general, el aumento de la presión de fondo durante los experimentos de PLD resulta en los siguientes efectos: (i) incremento en la fluorescencia de las especies debido a las colisiones tanto en el frente de expansión como dentro de la pluma misma, (ii) cambio en la estructura de la frontera de la pluma, resultando en un frente afilado, indicativo de la presencia de un frente de onda, (iii) reducción de la velocidad de las especies del plasma en comparación con la expansión en vacío, resultando en (iv) confinamiento espacial de la pluma. Dependiendo de la presión del gas de fondo, puede observarse que la pluma se separa en dos componentes (*plume splitting*). En términos generales, esta separación se atribuye a la existencia de una componente energética del plasma que a su paso por el gas de fondo experimenta pocas colisiones o ninguna, de modo que su energía cinética no se ve afectada. La otra componente es aquella que sí interactúa con las partículas del gas, y en consecuencia se desacelera. La separación espacial de estas componentes se ha observado experimentalmente en diferentes plasmas y diversos tipos de atmósferas.

Tanto la reducción de la velocidad del plasma como la separación de la pluma en dos componentes, son parámetros relacionados con la aparición de una onda de choque. Una onda de choque es una

perturbación supersónica que se propaga a través de un medio cualquiera, donde la región que dicha onda deja a su paso, y aquella que se encuentra delante de la misma, están en diferentes estados termodinámicos. Así, la onda de choque es una “frontera viajera” que genera cambios abruptos en el medio en que se expande, separando claramente dos regiones: el gas no perturbado delante de la onda y el gas ya afectado a su paso. En otras palabras, el frente de la onda –o frente de contacto- establece la frontera entre el gas no perturbado y el plasma en expansión.

## 1.4.2.1 Mecanismos de formación de la pluma

Un fenómeno muy importante en la expansión de la pluma es la aceleración de iones. Este fenómeno, con un gas de fondo o a baja presión, ha sido observado en plasmas producidos por láser, arcos eléctricos en vacío, plasmas espaciales, etc.. Plyutto fue el primero en proponer un campo eléctrico ambipolar auto-consistente que aparece de la expansión del plasma, también llamada doble capa (DC), como un mecanismo posible para explicar este fenómeno.<sup>[1.10]</sup> Las características típicas de la DC se presentan en la Figura 1.1. La DC se forma como resultado de la separación de carga espacial del plasma en expansión (Figura 1(a)). El potencial eléctrico (Figura 1(b)) y el campo eléctrico (Figura 1(c)) surgen como consecuencia de la ruptura de la cuasi-neutralidad. Los iones, que entran en la región de la caída de potencial experimentan una aceleración. En esencia, la DC divide el plasma en expansión en regiones con iones térmicos y iones acelerados.

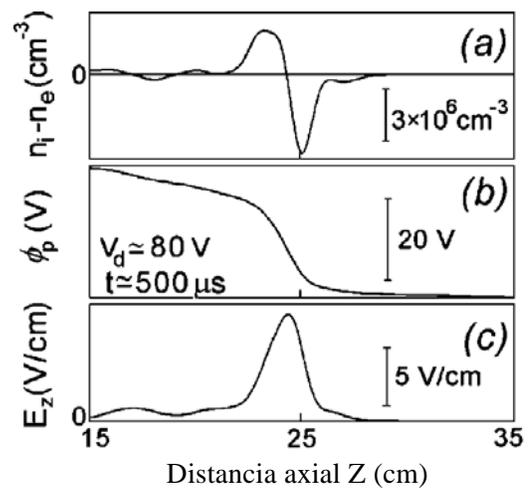


Figura 1.1. Perfiles a través de la DC de (a) ejemplo de separación de carga espacial, (b) potencial eléctrico y (c) campo eléctrico.<sup>[1.11]</sup>

Utilizando un láser para producir un plasma y una sonda electrostática, se observan una señal con dos picos (Figura 1.2)<sup>[1.11]</sup>, lo que sugiere que los iones fueron divididos en componentes rápidos y térmicos. Las estructuras multi-picos puede surgir especialmente para iones con cargas diferentes. Ya sea que se observe un sólo pico o estructuras multi-picos, la aceleración de iones es una parte integral de los experimentos en plasmas producidos por láser. Los iones rápidos puede llevar una mayor energía que la energía que lleva la expansión térmica del plasma, y están confinados dentro de un ángulo estrecho en la dirección normal del blanco.

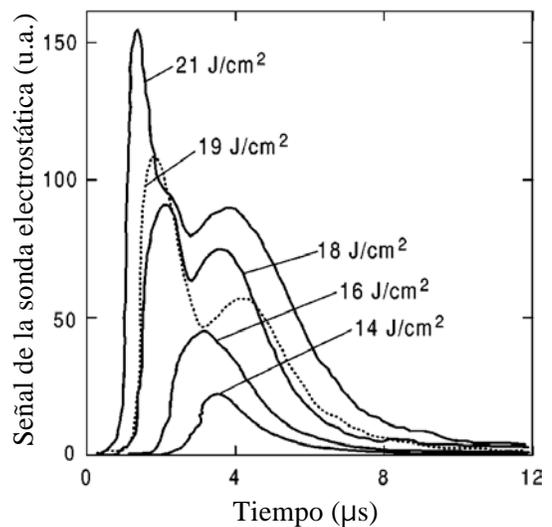


Figura 1.2. Señal de la sonda electrostática, con distintas fluencias.<sup>[1.10]</sup>

Se sabe que iones rápidos juegan un papel importante en el proceso de deposición de películas delgadas por ablación láser. Como en los experimentos de fluencia altas, la aceleración de iones está relacionada con el campo eléctrico ambipolar y el concepto de la DC cobra

importancia. Sin embargo, los procesos físicos responsables de la formación de la distribución de la velocidad de iones durante PLD, específicamente, la contribución de la DC, no se entienden completamente.

Considerando una sola temperatura electrónica (STE) para un plasma semi-infinito, la parte frontal de iones es acelerada a velocidades comparables con las velocidades de los electrones, pero la aceleración sólo tiene lugar dentro de una capa delgada en la periferia de la pluma donde se rompe la cuasi-neutralidad. Para un plasma en expansión con dos temperaturas electrónicas (DTE) distintas, se puede formar una onda de choque expansiva, que conceptualmente representa una estructura de DC. La formación de una onda de choque se determinan por la razón de temperatura electrónica caliente ( $T_{ec}$ ) y la temperatura electrónica fría ( $T_{ef}$ ),  $T_{ec} / T_{ef}$ , y sus respectivas densidades,  $n_{ec} / n_{ef}$ . Se ha demostrado que una fuente de energía externa, i.e. la absorción de la radiación láser, es esencial para mantener la distribución de DTE durante la expansión del plasma.

La formación de la DC esta asociado con la generación de electrones calientes (situados en la cola de la distribución) que obtienen energía adicional en la expansión de la pluma (para los otros electrones en la pluma se usan los términos de electrones “térmicos” o “fríos”). Dos mecanismos pueden ser responsables de la formación de electrones calientes en los plasmas de ablación por láser: (a) la recombinación de tres cuerpos cuando un electrón es capturado por un ión de un cierto nivel (no del estado base) que transfiere el exceso de energía a otro electrón<sup>[1.12]</sup>, (b) absorción de la radiación láser incidente debido a la radiación bremsstrahlung inversa<sup>[1.13]</sup>. Un argumento a favor de este último mecanismo es la correlación entre la absorción del plasma y la aceleración de iones.

¿Qué pasa con los electrones fríos y calientes durante la expansión de la pluma? La tasa de foto-recombinación depende de la temperatura electrónica como  $T_e^{-1/2}$ , mientras que la tasa de recombinación de tres cuerpo sigue la dependencia  $T_e^{-9/2}$ .<sup>[1.12]</sup> Así, un electrón frío tiene una probabilidad grande para recombinarse por medio de una colisión con un ión, mientras que un electrón

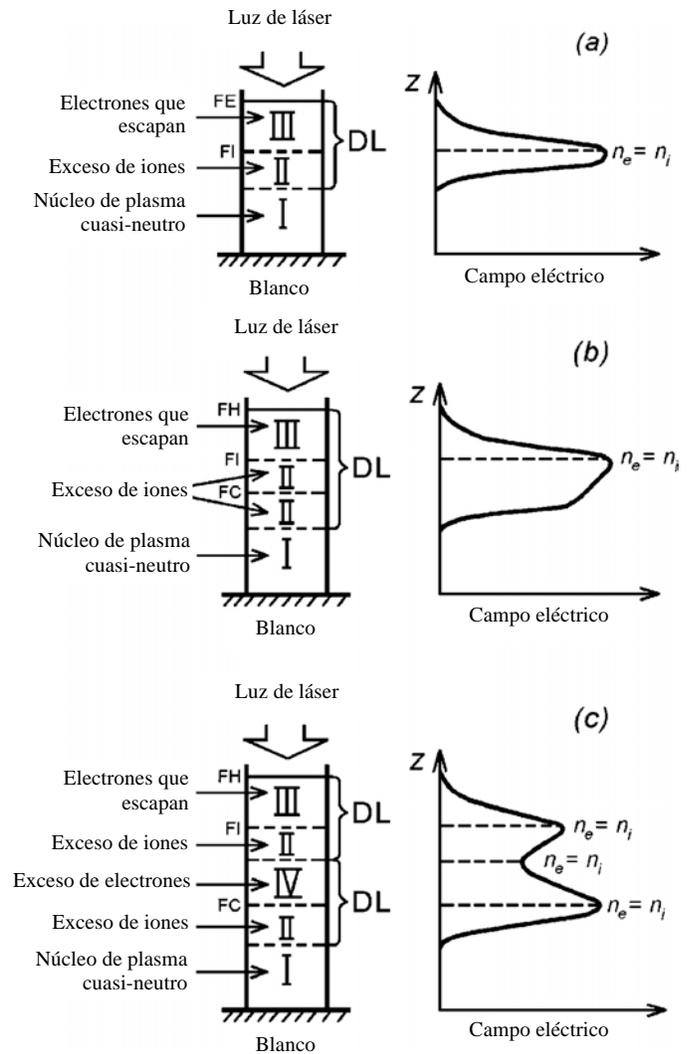


Figura 1.3. Bosquejos en una dimensión de las estructuras de DC y perfiles del campo eléctrico ambipolar para (a) un plasma con una STE, (b) un plasma con DTE y una pequeña concentración de electrones calientes, y (c) un plasma con DTE cuando las concentraciones de electrones calientes y electrones fríos son comparables.<sup>[1.14]</sup> Aquí  $n_e$  y  $n_i$  son las densidades de electrones e iones, respectivamente. Donde FE, FI, FC, y FF denotan la frontera de electrones, iones, electrones calientes, y electrones fríos, respectivamente.

caliente puede participar en la recombinación de tres cuerpos, en el papel de la tercer partícula de modo que obtiene energía adicional volviéndose cada vez más enérgica. Por lo tanto, los electrones que recibieron una porción adicional de energía (electrones calientes) son más capaces de sobrevivir en comparación con los electrones fríos.

Vamos a seguir el comportamiento de la DC en el aumento de la fracción de electrones calientes.<sup>[1.14]</sup> En la Figura 1.3 se muestra un esquema de la estructura de la DC para el caso de un plasma con DTE. La pluma consiste en un núcleo de plasma (I) cuasi-neutral, una región (II) con un ancho del orden de  $r_D$  (hasta la parte frontal de los iones, FI) donde la cuasi-neutralidad se rompe, y una región (III) delante de la pluma donde los electrones escapan. Bajo estas condiciones, una fracción de los iones viajan por la región II, es decir, que están involucrados en la aceleración, es del orden de  $r_D / L_z$ , donde  $r_D$  es la longitud de Debye y  $L_z$  es la longitud de la pluma. Del mismo orden es el ancho del campo eléctrico ambipolar con el máximo situado en  $n_e = n_i$ . Con el aumento de la fluencia del láser y la generación de una cantidad notable de electrones calientes, la estructura DC se transforma a la mostrada en las Figuras 1.3(b) y 1.3(c). Para una razón relativamente pequeña de  $N_c / N_f (< 10^{-2})$ , donde  $N_c$  y  $N_f$  son el número de electrones calientes y fríos de la pluma, respectivamente), el pico del campo eléctrico ambipolar está situado cerca del FI, que es el límite entre los electrones calientes y los iones involucrados en la aceleración, aunque el gradiente de campo se máximo cerca del frente frío (FF) o bien frente de electrones fríos (Figura 1.3(b)). Además, la región II amplía el resultando en más iones siendo acelerados en comparación en un plasma con DTE. Con un aumento en la fluencia del láser y aumentando la razón  $N_h / N_c$ , se desarrolla una estructura de dos picos que puede ser reconocida como dos DC con los picos del campo eléctrico situados cerca de la FF (en el interior de la DC) y de la FI (Figura 1.3(c)). El aumento de la razón  $T_h / T_c$  en una razón fija de  $N_h / N_c$  conduce al mismo efecto.

La forma de la pluma se puede aproximar con la dependencia  $\cos^p \theta$ , siendo  $\theta$  el ángulo con respecto a la normal del blanco y  $p$  un número entero. Sin embargo, se ha observado que se puede hacer una mejor aproximación usando la relación  $\cos^{(2n+1)} \theta$ , donde  $n$  es la carga de los iones ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ). Se atribuye esta discrepancia, entre aproximaciones, a la distintas geometrías de la formación de la pluma debido al final del pulso láser y así a las diferentes condiciones para la formación de la DC.

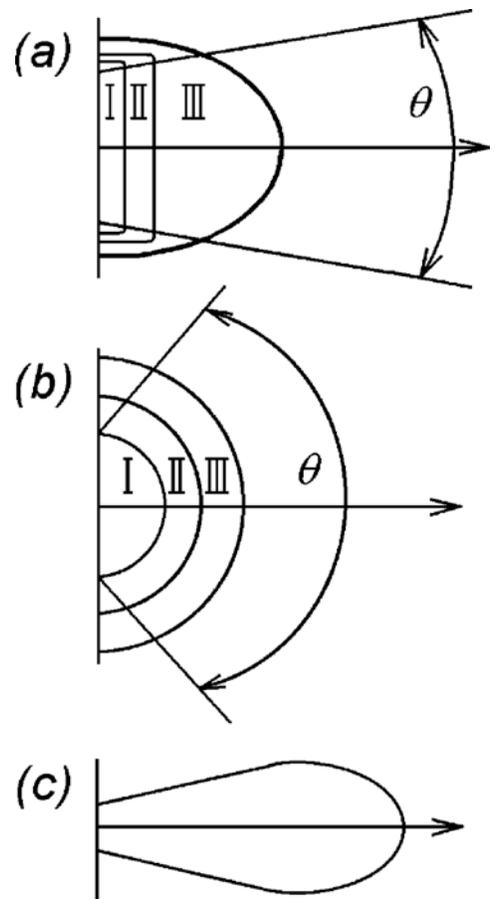


Figura 1.4. Representación esquemática de la geometría de la DC para tres tipos de condiciones iniciales en función de la relación entre la dimensión axial  $L_0$  y la dimensión transversal  $R_0$ , al final del pulso de láser: (a)  $L_0 \ll R_0$ , (b)  $L_0 \sim R_0$ , (c)  $L_0 \gg R_0$ . Donde las regiones I-IV son las mismas que en la Figura 1.3. La región II con la cuasi-neutralidad rota pueden ser separada por la región IV como en la Figura 1.3(c).

En general, son posibles tres tipos de condiciones iniciales,  $L_0 \ll R_0$ ,  $L_0 \sim R_0$ ,  $L_0 \gg R_0$ , donde  $L_0$  es la dimensión de la nube de plasma y si, por ejemplo, se considera un área circular irradiada con el pulso laser, entonces  $R_0$  es el radio de la zona irradiada, esto se ilustra en la Figura 1.4. En  $L_0 \ll R_0$ , la DC desarrolla una fase temprana de expansión y puede considerarse como una expansión plana (Figura 1.4(a)). En este caso los iones son sometidos a moverse en la DC en un cono con ángulo estrecho  $\theta$  a lo largo de la normal del blanco. En la expansión, los iones acelerados tienden a mantener una estructura de DC plana, mientras que el cuerpo principal de la pluma pierde el gradiente de presión preferencial y aumenta considerablemente. Como resultado, los iones acelerados se mueven en un cono con un ángulo más estrecho que los iones lentos y las partículas neutras. Para el caso  $L_0 \sim R_0$ , la DC así como la pluma entera tienden a tener una simetría casi semiesférica y los iones acelerados se mueven en un ángulo amplio (Figura 1.4(b)). Finalmente, cuando se tiene la condición  $L_0 \gg R_0$ , la estructura de pluma es reminiscente a un jet de gas que sale de una tobera sónica, con un movimiento preferencial hacia adelante ya que las últimas partículas vaporizadas actúan como un pistón que empuja a la pluma hacia adelante (Figura 1.4(c)).

### 1.4.3 Interacción de la pluma con el sustrato

Los procesos de interacción de las partículas del plasma con la superficie del sustrato son de gran importancia para la síntesis de materiales en forma de película delgada. La física de dichos procesos depende fuertemente de la energía de las especies en el plasma, especies con energías  $E_i > 10$  eV pueden causar daño radiativo sobre la superficie del sustrato. Los iones con energías entre  $10^2$  y  $10^3$  eV crean defectos en la superficie del sustrato en forma de vacancias, o se pueden provocar procesos de interdifusión en la interfase. Si el depósito se realiza en presencia de una atmósfera reactiva, esto provocará el ensanchamiento de la distribución angular de las especies presentes en el plasma y como consecuencia, la composición y homogeneidad de las películas depositadas puede verse alterada. Además en este caso puede producirse una incorporación adicional de gases en las capas, ya sea por procesos de absorción en la superficie o por reacciones químicas en el plasma. <sup>[1.9]</sup>

Por otro lado, cuando en general se realizan depósitos sobre sustratos a temperatura ambiente, las capas obtenidas son amorfas, por lo que es necesario realizar los depósitos sobre sustratos calientes para promover el crecimiento de estructuras cristalinas. También es posible depositar la película a temperatura ambiente, y realizar un tratamiento térmico posterior que promueva la cristalización.

### 1.4.4 Nucleación y crecimiento de la película delgada

En el último paso de nucleación y crecimiento de una película delgada, parte del material que compone a la pluma puede depositarse en el blanco o en las paredes de la cámara; sin embargo, la mayoría alcanza a llegar al sustrato donde ocurren fenómenos de nucleación y crecimiento. Estos procesos de nucleación y crecimiento de la película delgada después de la condensación de las partículas del plasma

sobre la superficie del sustrato dependen de muchos factores, tales como: la densidad del flujo de vapor y su temperatura, el grado de saturación de vapor y la energía de los iones, entre otros.<sup>[1-9]</sup>

Adicionalmente estos efectos, que dan lugar eventualmente a la formación de la película delgada, están influenciados no solamente por los eventos de ablación y de propagación de la pluma que tienen lugar inicialmente, sino también por los parámetros que caracterizan al sustrato, tales como su estructura, temperatura y morfología superficial.

Las condiciones de los procesos de nucleación y crecimiento en ablación láser difieren significativamente del caso estacionario del proceso de depósito por evaporación térmica convencional, y las peculiaridades de la formación de la película por ablación láser aún no se comprenden totalmente.

Por otro lado, el hecho de que el plasma contenga especies con diferentes energías cinéticas, dará como resultado la formación de una red de defectos o vacancias. Esta red de defectos jugará el papel de centros adicionales de cristalización, favoreciendo el crecimiento epitaxial, es decir, a partir de una cara de un cristal de material se hace crecer un sustrato con la misma estructura cristalina, incluso a temperaturas más bajas en contraste con otras técnicas de crecimiento. En suma de lo anterior, los iones con alta energía cinética (100 - 2000 eV) producirán vacancias individuales que provocarán un incremento en el coeficiente de difusión, que explicaría además la buena adhesión de las capas aún a bajas temperaturas de sustrato.

# Capítulo 2

## Sondas de Langmuir

Como ya se ha mencionado anteriormente, por *sonda* vamos a entender uno o más electrodos metálicos pequeños, los cuales están inmerso en un plasma. Comparado con muchas otras herramientas de diagnóstico, la sonda se distingue por la posibilidad de la medición local directa de los parámetros del plasma.

Durante varios años se han desarrollado diversos estudios de sondas, los que han devenido en poderosas herramientas para el diagnóstico de plasmas gaseosos. Entre ellos se encuentran la “sonda electrostática-simple y doble”<sup>[2.5], [2.6], [2.7]</sup>, la “sonda triple simétrica y asimétrica”<sup>[2.8], [2.9]</sup> y la “sonda de resonancia de alta frecuencia”<sup>[2.10]</sup>. Una característica común de todos estos métodos de sondeo es, primeramente, la necesidad de barrer siempre un voltaje o frecuencia para obtener la curva completa característica de la sonda, y segundo, la necesidad del procesamiento de datos para obtener los parámetros del plasma a partir de las mediciones.

La *Sonda Simple de Langmuir* consiste en un conductor inmerso en un plasma. Tomando alguna referencia (por ejemplo un electrodo o la estructura de la cámara de vacío) se polariza. Al variar el voltaje en la sonda (barrido de voltaje), y colectando la corriente que circula a través de ella, se puede construir la curva característica V vs I. Del análisis del comportamiento de esta curva se puede extraer información para caracterizar el plasma.

La *Sonda Doble de Langmuir* consiste en dos electrodos inmersos en el plasma. La implementación de este arreglo está, sobre todo, pensado en plasmas en los cuales no hay una referencia adecuada, por lo que la segunda sonda funciona como la referencia para polarizar. De esta manera se puede barrer un voltaje para construir una curva de V vs I. Del análisis del comportamiento de esta curva se puede extraer información para caracterizar el plasma.

La *Sonda Triple de Langmuir* consiste en tres electrodos inmersos en el plasma. Este arreglo es básicamente una sonda doble mas una sonda simple. Sin embargo, este arreglo permite caracterizar el plasma sin la necesidad de hacer un barrido en el voltaje de polarización. Esta ventaja permite caracterizar con una gran facilidad plasmas, no sólo estacionarios sino también pulsados, aquellos que cambian rápidamente en el tiempo, tales como fluctuaciones recurrentes o no recurrentes, bajas frecuencias de oscilación del plasma, ondas de choque de plasma, etc.. La sonda triple es útil también en circunstancias donde el dispositivo de censado deba moverse rápidamente a través del plasma, tal como en aplicaciones en geofísica o en astronomía, donde se usan cohetes o naves espaciales son usados como portadores de sondas, o en la medición de arcos de plasma donde la sonda no puede mantenerse dentro del plasma.<sup>[1.8]</sup>

En este capítulo se dan las condiciones para el uso de la teoría de una sonda de Langmuir. También se describirán los fundamentos de las sondas simple, doble y triple de Langmuir (modo de corriente y modo de voltaje).

## 2.1 Condiciones sobre el plasma para el uso de sondas de Langmuir

A continuación se enlistan las suposiciones que se hacen sobre el plasma para la teoría de sondas de Langmuir.<sup>[I.6],[I.7],[I.8]</sup>

1. El plasma es infinito, homogéneo y cuasi-neutro en ausencia de la sonda.
2. El potencial del plasma fuera de la envoltente, es decir, en la región del plasma donde no hay sonda, se considera constante.
3. Los electrones y los iones tienen distribuciones de velocidad maxwellianas con temperaturas  $T_e$  y  $T_i$  respectivamente, con  $T_e \gg T_i$ :

$$f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = n(\vec{r}, t) \left( \frac{m_s}{2\pi k T_s} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[ -\frac{m_s (\mathbf{v} - \mathbf{U}_s)^2}{2k T_s} \right], \quad (2.1)$$

donde  $s$  es la especie,  $m_s$  es la masa,  $v_s$  es la velocidad,  $n_s(r, t)$  es la densidad,  $\mathbf{U}_s(r, t) = \langle v_s \rangle$  es el promedio de la velocidad (los braquets representan un promedio sobre la función de distribución de las especies) y la  $T_s$  es la temperatura.<sup>[I.6],[I.7]</sup> Además, suponemos que el ángulo entre la velocidad de flujo del plasma y el eje de la sonda (si se considera una sonda cilíndrica) está dado por un ángulo  $\theta$ , ver Figura 2.1.

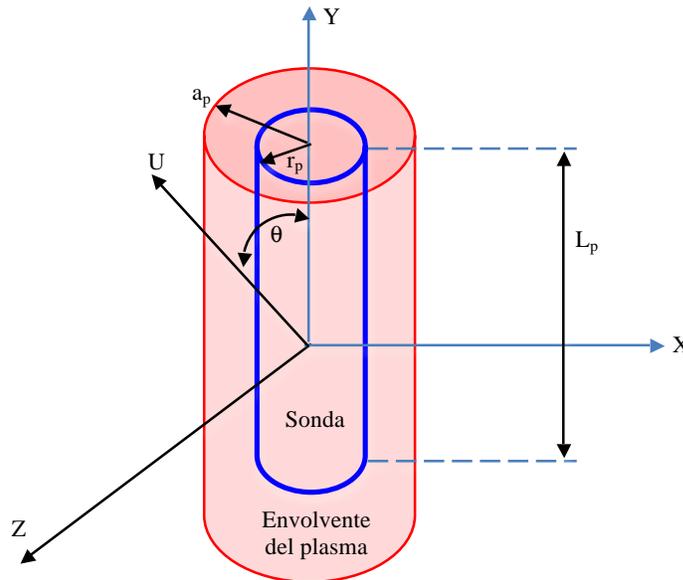


Figura 2.1. Una sonda con respecto al vector velocidad ( $U$ ) del plasma, con una envoltente de radio  $a$ .<sup>[2.1]</sup>

4. Se requiere que la sonda esté en un plasma sin colisiones; por lo tanto, que el número de Knudsen, dado por la razón del camino libre medio y del radio de la sonda ( $r_p$ ), satisfice que<sup>[I.6],[I.7]</sup>:

$$Kn_{st} = \frac{\lambda_{sl}}{r_p} \gg 1, \quad (2.2)$$

5. donde  $\lambda_{sl}$  es el camino libre medio para las colisiones de las especies  $s$  y  $l$ , cabe mencionar que  $\lambda_{sl} \neq \lambda_{ls}$ . Por ello se debe de cumplir que<sup>[I.6],[I.7]</sup>:

$$r_p \ll \lambda_{sl}. \quad (2.3)$$

6. También se requiere que la envoltente de la sonda sea sin colisiones:

$$a_p \ll \lambda_{sl}, \quad (2.4)$$

donde  $a_p$  es el ancho de la envoltente de la sonda.<sup>[I.6],[I.7]</sup>

7. El ancho de la envoltente de una sonda a un potencial  $\phi_{ps}$  con respecto al potencial del plasma puede ser estimado por<sup>[I.6],[I.7]</sup>:

$$a_p = \left( \frac{\sqrt{2}}{3} \right) \lambda_D \left( \frac{2e\phi_{ps}}{kT_e} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (2.5)$$

donde  $\lambda_D$  es la longitud de Debye, que, al considerar un plasma cuasi-neutro  $n_i \cong n_e$ , se expresa por:

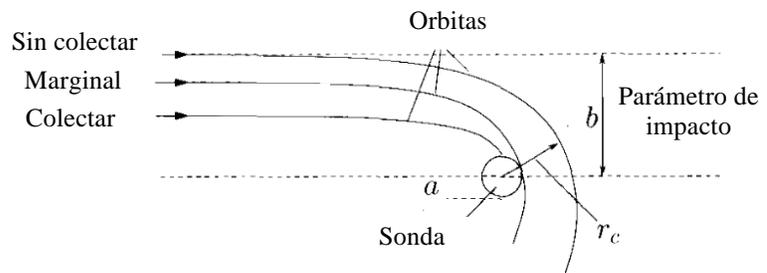
$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e}{e^2 n_i}}. \quad (2.6)$$

8. Cuando se tiene un arreglo de más de una sonda, se requiere que el ancho de la envoltente sea más pequeña que el espacio ( $d_p$ ) que hay entre ellas; es decir, que no haya interacción entre las envoltentes de las sondas<sup>[I.6],[I.7]</sup>:

$$a_p < d_p. \quad (2.7)$$

9. El potencial que rodea la sonda debe de ser simétrico con respecto a ella y ser monótonamente decreciente (creciente) con respecto a la distancia ( $r$ ) entre la envoltente de plasma y la superficie de la sonda, conforme el potencial del plasma ( $V_p$ ) se hace positivo (negativo). Esta condición se satisface para la mayoría de las distribuciones de los potenciales de las sondas en aplicaciones prácticas, en donde no hay cambios rápidos del plasma.

Figura 2.2. Órbitas de las partículas alrededor de la sonda.



10. Cada partícula cargada golpea la sonda para ser absorbida (Figura 2.2) y no reacciona con el material de la sonda, es decir, que no hay reacción química.

## 2.2 Sonda simple

Se ha esquematizado una sonda simple en la Figura 2.3. Considerando que el plasma es generado por una descarga entre dos electrodos, se puede aplicar un potencial externo a la sonda y referenciarla con respecto a uno de los electrodos. De tal modo que barriendo este potencial externo se construye la curva característica V vs I, de la Figura 2.4.<sup>[2.2], [2.3], [2.4], [2.5]</sup>

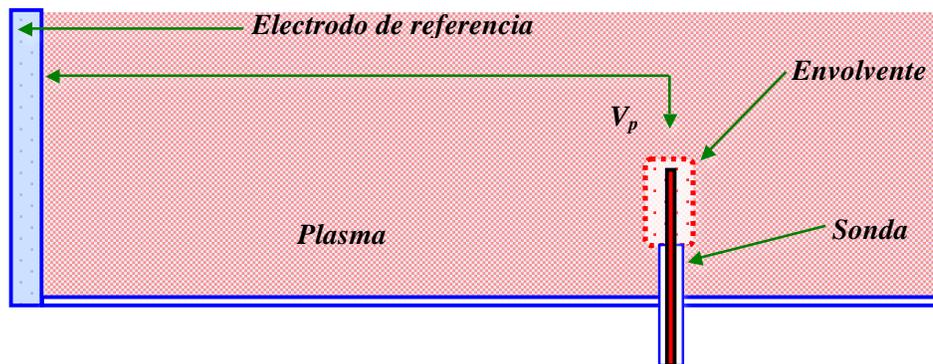


Figura 2.3. Esquema del uso de una sonda simple inmersa en un plasma.

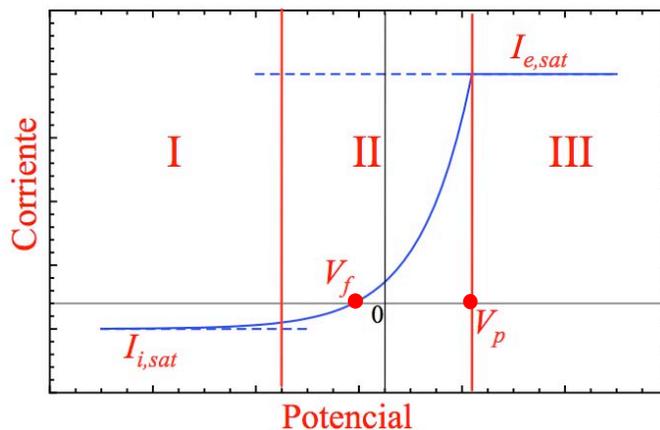


Figura 2.4. Esquema de la curva característica de Voltaje contra Corriente, para una sonda simple.

A partir del análisis de la curva de V vs I (ver Figura 2.4) se puede caracterizar el plasma. Esta curva característica tiene tres regiones distintas:

### I. Régimen de saturación de iones

De esta región se obtiene la saturación de iones  $I_{i,sat}$  que corresponde a la región en la que la corriente es constante. De acuerdo con el criterio de Bohm; la corriente iónica que fluye hacia la envoltura se define por las condiciones en el borde de la envoltura y es independiente de la caída de tensión en el

interior de la envolvente. El flujo de iónico es estrictamente perpendicular a la superficie de la sonda. Por lo tanto, la corriente de saturación de iónica para una sonda plana de superficie A es:

$$I_{i,sat} = 0.61n_{i0}ev_B A = 0.61n_{i0}e\sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} A. \quad (2.8)$$

donde  $v_B$  es la velocidad de Bohm dada por  $v_B = (k_B T_e/m_i)^{1/2}$ .<sup>[2.16]</sup> Téngase en cuenta que la corriente de saturación iónica depende de la densidad de los iones y la temperatura de los electrones. Cuando la temperatura de los electrones se conoce, esta fórmula se puede utilizar para derivar la densidad de iones,  $n_{i0}$ , del plasma no perturbado. Es importante hacer notar que la ecuación (2.8) se puede aplicar de manera general, siempre que la envolvente sea lo suficientemente delgada para ser tratada localmente con una aproximación plana, y se puede utilizar con sondas cuyas formas sean esencialmente arbitrarias siempre y cuando A sea conocida.<sup>[2.16]</sup>

## II. Régimen de retraso de electrones

De esta zona se puede determinar el potencial flotante  $V_f$ , que corresponde al voltaje cuando la corriente a través de la sonda es cero.

Se puede suponer que la corriente de electrones está determinada por la corriente de saturación de electrones por el factor de Boltzmann (ver Apéndice A.1 y A.2).

$$I_e(V) = I_{e,sat} \exp\left(\frac{e(V - V_p)}{k_B T_e}\right), \quad (2.9)$$

donde  $V$  es el voltaje de polarización de la sonda. Este aumento exponencial con  $V$  puede ser utilizado para determinar la temperatura de los electrones. Tomando el logaritmo, se obtiene la corriente de electrones en función del voltaje de polarización de la sonda,

$$\ln(I_e(V)) = \ln(I_{e,sat}) + \left(\frac{e(V - V_p)}{k_B T_e}\right). \quad (2.10)$$

Graficando la expresión anterior se obtiene una línea recta con pendiente  $e(k_B T_e)^{-1}$ . De esta manera se puede obtener la temperatura electrónica  $T_e$ .

$$\left(\frac{d \ln(I_e(V))}{dV}\right) = \frac{e}{k_B T_e}. \quad (2.11)$$

## III. Régimen de saturación de electrones.

De la región III se obtiene la corriente de saturación de electrones  $I_{e,sat}$ , cuando la corriente es constante. También se obtiene el potencial del plasma  $V_p$  que corresponde al valor del voltaje cuando la corriente empieza a ser constante.

La corriente de electrones en el potencial del plasma corresponde a la saturación electrónica. Esta situación es diferente del caso de la saturación iónica. Los iones en una descarga de plasma están a una temperatura  $T_i \ll T_e$ , han ganado energía en la pre-envolvente y entran a la envolvente casi de manera mono-energética con una velocidad direccionada.

En el potencial del plasma no hay formación de la envolvente, más bien, los electrones del plasma maxwellianos no son obstaculizados para llegar a la sonda. Por lo tanto, todos los electrones con una velocidad inicial dirigida hacia la sonda llegan a ella. Sin embargo, cada electrón tiene un vector velocidad inclinado a un ángulo  $\theta$  desde la normal a la superficie de la sonda, y sólo contribuye con la componente perpendicular,  $v_{\perp} = v_e \cos(\theta)$ , a la corriente de la sonda. La fracción de los electrones en el intervalo angular entre  $\theta$  y  $\theta + d\theta$  es determinada por la geometría

$$\frac{dn_e}{n_{e0}} = \frac{2\pi \sin(\theta) d\theta}{4\pi}. \quad (2.12)$$

Por lo tanto, la integración angular de las contribuciones en el semi-espacio de velocidades normales positivas se convierte en

$$\begin{aligned} I_{e,sat} &= -Ae \int_{\text{semi-espacio}} v_{th,e} \cos\theta dn_e = -\frac{1}{2} Aen_{e0} v_{th,e} \int_0^{\pi/2} \cos\theta \sin\theta d\theta \\ &= -\frac{1}{4} Aen_{e0} v_{th,e} = -\frac{1}{4} Aen_{e0} \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

donde  $v_{th}$  es la velocidad térmica media. Finalmente, vemos que la corriente de saturación de electrones es proporcional al producto de la densidad de electrones ( $n_e$ ) y a la raíz cuadrada de la temperatura de los mismos ( $T_e$ ). Al igual que la ecuación 2.8, la ecuación 2.13 se satisface para una sonda plana<sup>[2.17]</sup>, y es esta ecuación (2.13) la que se utilizará más adelante para calcular  $n_e$ . Comparando la corriente electrónica con la iónica en saturación, encontramos

$$\left| \frac{I_{e,sat}}{I_{i,sat}} \right| = \frac{0.25}{0.61} \sqrt{\frac{8m_i}{\pi m_e}} = 0.65 \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}, \quad (2.14)$$

lo que explica por qué, en un plasma de argón, la saturación de electrones es 77 veces la corriente de saturación de iones.

Se encuentra a menudo, en las mediciones de la sonda, que los resultados para la densidad de electrones derivados de la densidad de corriente de electrones y de iones en el régimen de iones no concuerdan. No se trata de una alusión a una violación de la cuasi-neutralidad. Más bien, muestra que algunas suposiciones hechas en la teoría de la sonda, por ejemplo, las colisiones de iones o la geometría efectiva de la sonda, no están debidamente considerados.

## 2.3 Sonda doble

Hay ocasiones en las que el uso de sondas simples se complica. Por ejemplo, cuando no hay una referencia conveniente, como en electrodos en descargas de RF, o en naves espaciales. En estos casos el uso de una sonda doble llega a ser muy práctico, Figura 2.5. El voltaje externo (para polarizar) se aplica entre las sondas. De esta manera, al hacer el barrido del voltaje externo se obtiene la curva característica de una sonda doble, ver Figura 2.6. <sup>[2.2],[2.3]</sup>

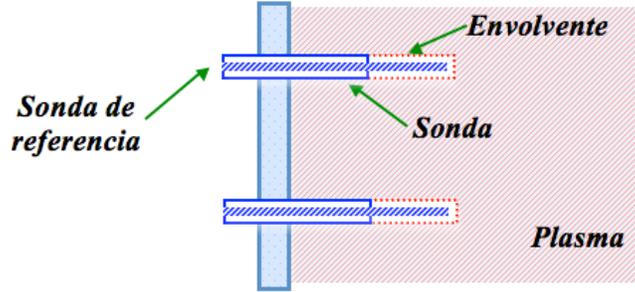


Figura 2.5. Esquema del uso de una sonda doble inmersa en un plasma.

Al igual que la sonda simple, la curva característica de la sonda doble tiene tres regiones:

- I. Régimen de saturación de la sonda 2
- II. Régimen de transición
- III. Régimen de saturación de la sonda 1

La corriente máxima que puede fluir en el circuito de la sonda es la corriente de saturación de iones, por lo que las sondas están operando en la región de retardo de los electrones. Entonces, podemos escribir el comportamiento de ambas sondas como

$$\begin{aligned}
 I_p &= I_{i0} + I_{e0} \exp\left(\frac{e(V_{sonda-1} - V_{plasma})}{k_B T_e}\right), \\
 -I_p &= I_{i0} + I_{e0} \exp\left(\frac{e(V_{sonda-2} - V_{plasma})}{k_B T_e}\right),
 \end{aligned}
 \tag{2.15}$$

donde en (2.15) se ha utilizado la continuidad de corriente, que requiere que la corriente consumida por la sonda 2 debe ser suministrada por la sonda 1. Estos valores de corriente simétrica  $\pm I_p$  se marcan las líneas horizontales punteadas en la Figura 2.6. Más aún, si pedimos que  $V_p = V_{sonda-2} - V_{sonda-1}$ , eliminando  $V_{sonda-1}$  y  $V_{sonda-2}$  de (2.15) se obtiene ecuación característica de una sonda doble

$$I_p = I_{i0} \tanh\left(\frac{eV_p}{2k_B T_e}\right).
 \tag{2.16}$$

La corriente de la sonda alcanza la corriente de saturación  $I_{i0}$  a grandes voltajes de alimentación, positivos o negativos. Por lo tanto, la sonda doble puede medir la densidad de plasma, cuando la

temperatura de los electrones es conocida. La temperatura de los electrones se puede derivar de la pendiente de la curva característica en el origen.

En este caso no se tendrá la corriente de saturación electrónica e iónica como en el caso de la sonda simple, ya que la sonda es simétrica al variar el voltaje de polarización. Ahora se tendrá la corriente de saturación de una de las sondas al polarizar en una dirección, y la corriente de saturación de la otra al polarizar inversamente. Por ello se tendrán dos valores de potencial cuando se satura la corriente  $V_{p1}$  y  $V_{p2}$ , que por simetría deben ser iguales, si las sondas son idénticas.

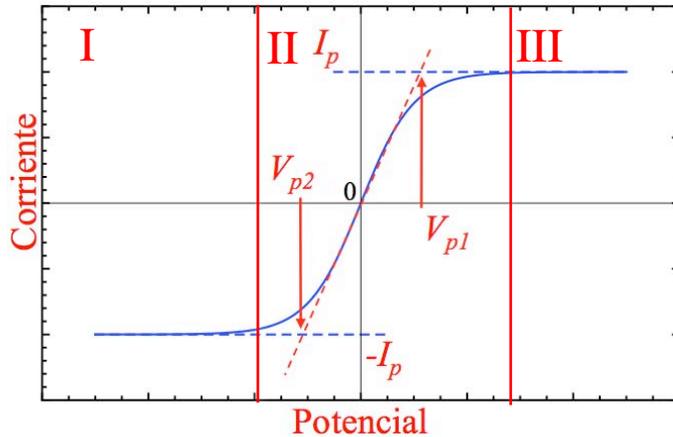


Figura 2.6. Esquema de la curva característica de Voltaje contra Corriente, para una sonda doble.

Las técnicas de la sonda simple y doble son muy prácticas para plasmas que son estacionarios. Sin embargo, para plasma pulsados es muy complicado usar estas técnicas, sobre todo cuando se trabaja con plasmas no reproducibles. La no reproducibilidad del plasma, por ejemplo en plasmas espaciales, requiere de una técnica distinta a estas dos en donde no se requiera el barrido del voltaje para obtener la curva característica, pero que aún sea posible obtener información del plasma, por ejemplo la densidad y temperatura. Es posible desarrollar una técnica distinta a partir de la combinación de la sonda simple y doble, procedimiento que nos lleva a la *sonda triple*.

## 2.4 Sonda triple de Langmuir

Una sonda triple de Langmuir ofrece una ventaja sobre las sondas simples y dobles, al permitir la medición simultánea de los parámetros del plasma sin la necesidad de barrer el voltaje de polarización, los cuales son una limitante en el ambiente de un plasma pulsado.<sup>[1.6],[1.7]</sup>

Hay dos formas de conectar eléctricamente una sonda triple de Langmuir a saber, el “*modo de voltaje*” y el “*modo de corriente*”, Figura 2.7. En el método tradicional de operación, el referido “*modo de voltaje*” (ver Figura 2.7(a)), la sonda  $P_2$  es puesta a flotar en el plasma, es decir  $I_2(t) = 0$ , mientras que se fija un voltaje externo  $V_{13} = V_1 - V_3$  entre las sondas  $P_1$  y  $P_3$ . Midiendo el resultado de la diferencia de voltaje  $V_{12}(t)$  y la corriente  $I_3(t) = I_1(t)$  es posible obtener la temperatura de los electrones  $T_e(t)$  y la densidad de electrones  $n_e(t)$ .<sup>[1.6]</sup>

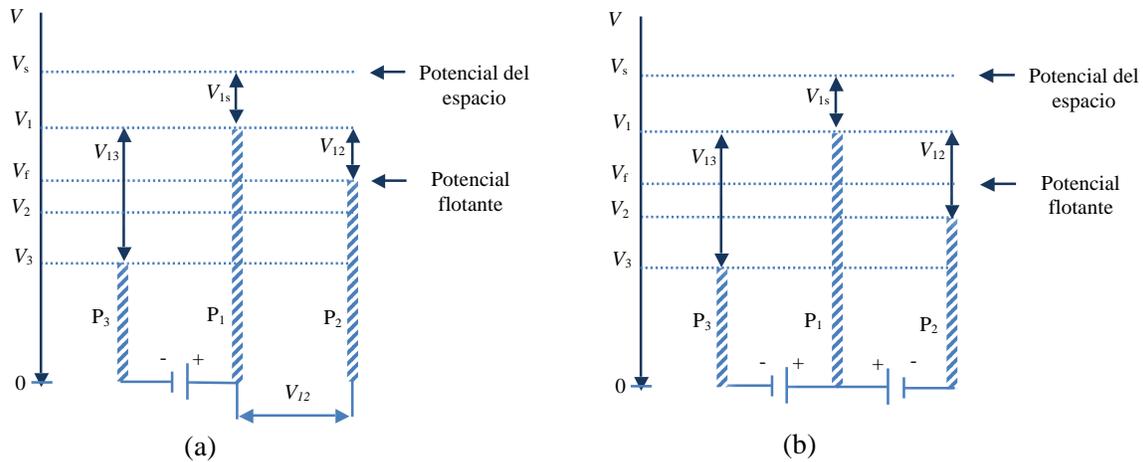


Figura 2.7. Diagrama eléctrico de una sonda de Langmuir triple. (a) “modo de voltaje”. (b) “modo de corriente”.

La otra forma de trabajar con la sonda triple es en el “modo de corriente”, como se muestra en la Figura 2.7(b). La motivación de trabajar en este modo se origina a partir del hecho de que la medición del voltaje  $V_{12}(t)$  que queda flotando en el “modo de voltaje” es una medición de alta-impedancia la cual puede ser susceptible al ruido electromagnético de un plasma pulsado, introduciendo un error considerable en los resultados.<sup>[2.11]</sup>

En la operación de una sonda triple de Langmuir en el “modo de corriente”, se fijan los voltajes  $V_{12} = V_1 - V_2$ , y  $V_{13} = V_1 - V_3$  que son aplicados externamente entre las sondas, como se puede ver en la Figura 2.7(b). De este modo al medir las corrientes colectadas  $I_1(t)$ ,  $I_2(t)$  y  $I_3(t)$  es posible la evaluación de  $T_e(t)$ ,  $n_e(t)$  y  $V_{1s} = V_1 - V_s$ . En realidad la sonda simétrica (o modo de corriente) triple consiste en tres sondas  $P_1$ ,  $P_2$  y  $P_3$ , como se muestra en la Figura 2.8, en una configuración geométrica y de dimensiones idénticas, que son colocadas muy cerca una de otra dentro del plasma.<sup>[1.8]</sup>

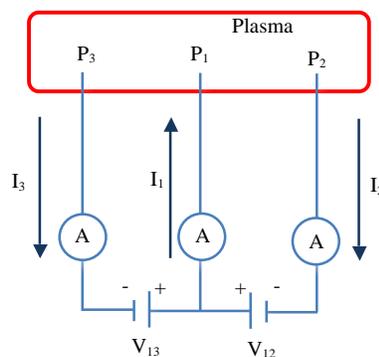


Figura 2.8. Circuito de la sonda triple.

Primeramente, notemos que si los voltajes  $V_{12}$  y  $V_{13}$  son cero, entonces el potencial de cada sonda se fija automáticamente al potencial flotante  $V_f$ , ver Figura 2.7(a), y no habrá corriente neta a través de cada sonda. Por otro lado, si los dos potenciales externos se aplican como negativos,  $V_{12}$  y  $V_{13}$ , a las sondas  $P_2$  y  $P_3$  con referencia en la sonda  $P_1$  como se puede ver en la Figura 2.7(b), entonces los potenciales de  $P_2$  y  $P_3$  serán más negativos que el potencial flotante  $V_f$  y las corrientes que fluye a

través de ellas serán principalmente de iones. Inversamente, para esta configuración, si el potencial de  $P_1$  es mayor que  $V_f$ , entonces la corriente a través de  $P_1$  será principalmente de electrones. Si los potenciales de las sondas se miden en la dirección negativa con referencia al potencial del plasma  $V_s$  como se ve en la Figura 2.7, entonces se definen

$$\begin{aligned} V_2 - V_1 &= V_{12}, \\ V_3 - V_1 &= V_{13}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

*Nota:* para la teoría de la sonda simple se utiliza la notación de  $V_p$  para potencial de plasma, mientras que para la teoría de la sonda triple se utiliza  $V_s$  para potencial de plasma y  $V_p$  para el potencial de cada una de las sondas.

La teoría de la sonda triple en el “modo de corriente” se desarrolla para un plasma que consiste de electrones e iones de una sola especie, se supone que las sondas están inmersas en un plasma fluido que tienen dos temperaturas distintas (temperatura de electrones y de iones), y las funciones de distribución para las especies  $s = e, i$  son de tipo maxwelliana.

Para una sonda que se encuentra a un potencial menor que el potencial espacial ( $V_p \leq V_s$ ), como se muestra en la Figura 2.7, la corriente total de la sonda ( $I_p$ ) es

$$I_p = I_{ep} - I_{ip} \quad (2.18)$$

donde  $I_{ep}$  e  $I_{ip}$  son las corrientes electrónica e iónica, respectivamente, colectadas por la sonda. Al momento de escribir la ecuación anterior, se supuso que la corriente de electrones a la sonda (corriente retardada) es positiva y que la corriente de iones a la sonda (corriente acelerada) es negativa. Por tanto, si una sonda colecta (en magnitud) más corriente de electrones que corriente de iones entonces  $I_p > 0$ .

Primeramente consideremos la corriente electrónica dirigida hacia la sonda alineada (paralela) con el flujo del plasma ( $\theta = 0$ ). Para una sonda con  $V_p \leq V_s$ , los electrones son la especie repelida, y la corriente de electrones estará dada por

$$I_{\parallel e} = A_p J_{e0} \exp\left[-\frac{e(V_s - V_p)}{kT_e}\right] = A_p J_{e0} \exp\left[-\frac{eV_{sp}}{kT_e}\right], \quad (2.19)$$

donde  $A_p$  es el área de la sonda,  $J_{e0}$  es la densidad de corriente aleatoria de los electrones hacia la sonda

$$J_{e0} = en_e \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.20)$$

Esta densidad de corriente aleatoria es definida como la corriente resultante del movimiento aleatorio de un tipo de partículas cuando el ancho de la envolvente y la sonda no están en movimiento ( $a_p = r_p$ ,  $W_{sonda} = 0$ ), la cual es el producto de la densidad de corriente y el área de colección.

Por otro lado, la corriente de iones hacia la sonda cilíndrica, paralela al flujo, no se comporta de la misma manera que la corriente de electrones, por lo que es necesario hacer otro tipo de aproximación.

Para el caso cuando  $r_p/\lambda_D > 100$ , se cumple la teoría de una envolvente delgada, desarrollada por Chen y Sekiguchi<sup>[2,9]</sup>, conocida también como la expresión de Bohm, dada por

$$I_{\parallel i} = A_{\parallel} n_e \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \exp\left[-\frac{I}{2}\right]. \quad (2.21)$$

## 2.4.1 Modo de corriente

Aplicando los modelos de corriente colectada para electrones e iones antes mencionados (2.18) junto con las ecuaciones (2.19), (2.20) y (2.21), y con la suposición de  $A_1 = A_2 = A_3 = A_{\parallel}$ , se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones

$$I_1 = A_{\parallel} J_{eo} \exp\left[\frac{-eV_{s1}}{kT_e}\right] - A_{\parallel} n_e \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \exp\left(\frac{-I}{2}\right), \quad (2.22a)$$

$$I_2 = A_{\parallel} J_{eo} \exp\left[\frac{-e(V_{s1} + V_{12})}{kT_e}\right] - A_{\parallel} n_e \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \exp\left(\frac{-I}{2}\right), \quad (2.22b)$$

$$I_3 = A_{\parallel} J_{eo} \exp\left[\frac{-e(V_{s1} + V_{13})}{kT_e}\right] - A_{\parallel} n_e \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \exp\left(\frac{-I}{2}\right). \quad (2.22c)$$

Este sistema de ecuaciones (2.22) se emplea para el modo de corriente. Resolviendo numéricamente se puede obtener el valor de  $T_e$ ,  $n_e$  y  $V_s$ . Cabe mencionar que este modelo es valido para sondas sin colisiones.

Es posible manipular el sistema (2.22) para expresar otro sistema de ecuaciones para calcular  $T_e$ ,  $n_e$  y  $V_s$ . Restando (2.22a) – (2.22b) y (2.22a) – (2.22c), y tomando el cociente entre ambos resultados, se obtiene

$$\frac{I_1 - I_2}{I_1 - I_3} = \frac{1 - \exp\left[\frac{-eV_{12}}{kT_e}\right]}{1 - \exp\left[\frac{-eV_{13}}{kT_e}\right]}. \quad (2.23)$$

Ahora, despejando el termino de la exponencial de (2.22a), se obtiene (2.24):

$$\exp\left[\frac{-eV_{s1}}{kT_e}\right] = \frac{I_1 + A_{\parallel} n_e \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \exp\left(\frac{-I}{2}\right)}{A_{\parallel} J_{eo}} \quad (2.24)$$

Substituyendo (2.24) en (2.22b), se puede despejar  $n_e$

$$n_e = \frac{I}{eA_{\parallel} \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \exp\left(\frac{-I}{2}\right)} \left[ \frac{I_2 - I_1 \exp\left[\frac{-eV_{12}}{kT_e}\right]}{\exp\left[\frac{-eV_{12}}{kT_e}\right] - 1} \right]. \quad (2.25)$$

Por lo tanto, resolviendo numéricamente (2.23) se puede obtener la temperatura de electrones  $T_e$ , y después de encontrar  $T_e$  se puede encontrar la densidad de electrones  $n_e$  con la ecuación (2.25), y por último se puede encontrar  $V_{sl}$  de la ecuación (2.24).

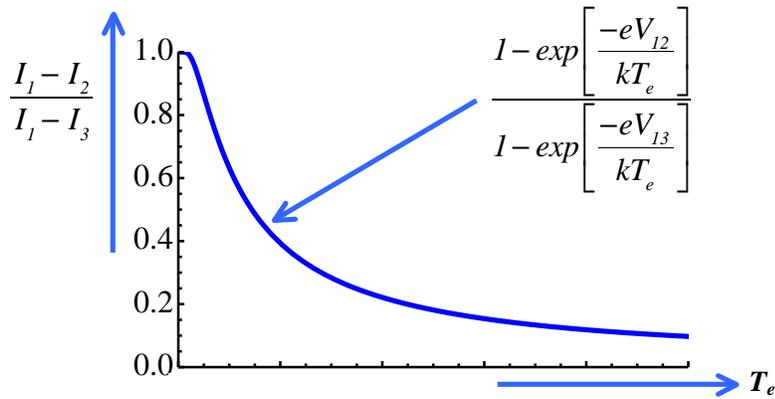


Figura 2.9. Comportamiento de la ecuación (2.23). Se puede apreciar que para temperaturas altas el cociente entre las corrientes el más cercano a cero, mientras que para temperaturas bajas el cociente es más cercano a la unidad. Para calcular esta curva se tomaron los valores de  $V_{12} = 25$  V y  $V_{13} = 38$  V, que corresponden a los valores usados en el experimento.

Analizando el comportamiento de la ecuación (2.23) (Figura 2.9), podemos ver que tiene un comportamiento decreciente con respecto a la temperatura, es decir que para bajas temperaturas el cociente de las corrientes de la ecuación (2.23) es más cercano a la unidad, mientras que para temperaturas altas el cociente de las corrientes es más cercano a cero. Es importante notar que el cociente entre las corrientes siempre está confinado en el intervalo entre 0 y 1, por lo que no puede ser negativo ni exceder el valor de la unidad. Esto es importante al momento de realizar el análisis, ya sea por fluctuaciones o ruido en las señales (al momento de afectar un plasma con la sonda triple), el método numérico pudiera no converger en ciertos intervalos, por lo que este es un criterio a tomar en cuenta para acotar dicho método numérico.

## 2.4.2 Modo de voltaje

En este modo (Figura 2.7a), la sonda 2 estará flotando, por lo que  $I_2 = 0$ , e  $I_1 = I_3$ . Tomando en cuenta estas condiciones, se pueden reescribir las ecuaciones (2.23) y (2.25) para obtener  $T_e$  y  $n_e$ , y así derivar las nuevas ecuaciones (2.26) y (2.27).<sup>[2.12], [2.13], [2.14], [2.15]</sup>

$$\frac{I}{2} = \frac{1 - \exp\left[\frac{-eV_{12}}{kT_e}\right]}{1 - \exp\left[\frac{-eV_{13}}{kT_e}\right]}, \quad (2.26)$$

$$n_e = \frac{I}{eA_{\parallel} \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \exp\left(\frac{-I}{2}\right) \left[ \exp\left[\frac{eV_{12}}{kT_e}\right] - 1 \right]}. \quad (2.27)$$

Prácticamente, la condición del número de Knudsen puede no satisfacerse estrictamente, y las sondas pudieran estar operando en un régimen de algún tipo de colisiones. Operando a altas presiones de plasma en las que las colisiones son importantes, las sondas de Langmuir han revelado varias desviaciones de las predicciones teóricas basadas en la teoría de colección de corriente. Podemos dar una revisión a los efectos de los distintos tipos de colisiones esperados, particularmente en plasmas ionizados. Las colisiones ion-ion incrementan la corriente de iones colectada por las sondas en el régimen de  $Kn_{ii} \leq 1$ . Usando sondas paralelas al flujo con  $Kn_{ii} \approx 0.08$  y  $\chi_p = -10$ , muestran un incremento en la corriente de iones (saturación) de aproximadamente un 10%. Las colisiones de electrón-ion no muestran efectos trascendentes en las sondas con  $\lambda_{ei} \geq 200\lambda_D$  o  $Kn_{ei} \geq 200(\lambda_D/r_p)$  y los potenciales de las sondas entre el plasma y el punto flotante. Las colisiones ion-neutro afectan la corriente de iones en el régimen de saturación iónicas mientras que colisiones de electrón-neutro afectan la corriente electrónica en el régimen retardado. Los estudios también muestran que la sonda doble y la cuádruple se puede usar incluso cuando hay colisiones sustanciales presentes, cancelando los efectos convenientemente. En conjunto, hasta ahora no ha habido una teoría sobre la colección de corriente que sea consistente con los efectos de las colisiones, por lo que se requiere de una evaluación del efecto de las colisiones para el uso de la sonda.

Los modelos para coleccionar corriente suponen que las sondas se colocan paralelas al vector de velocidad del plasma. Los efectos del desalineación de la sonda son más notorios en la corriente iónica. En plasmas que fluyen con  $n_e \leq 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e \approx 1-5 \text{ eV}$  y  $r_p/\lambda_D = 18$ , se ha encontrado que el error debido al desalineación es menor que la incertidumbre experimental de una sonda triple, y que la salida de la sonda triple era insensible para ángulos de la sonda por arriba de  $30^\circ$  con respecto al flujo del plasma. A densidades mayores, la dirección del flujo viene siendo más importante, y para  $r_p/\lambda_D = 208$  a  $5^\circ$ , la desalineación incrementa la corriente en casi un 25%.

# Capítulo 3

## Montaje experimental para un plasma por ablación láser

### 3.1 Montaje experimental

Con el fin de caracterizar un plasma producido por ablación láser, se emplearon dos sondas electrostáticas (sonda simple y sonda triple de Langmuir). El láser utilizado para la ablación es un excímero (Lambda Physik, COMPex 102) con medio activo de KrF, emitiendo a 248 nm (ver Apéndice C). La energía máxima de salida es 350 mJ, la duración de pulsos es 30 ns (FWHM) y la frecuencia máxima de pulsado es 20 Hz.

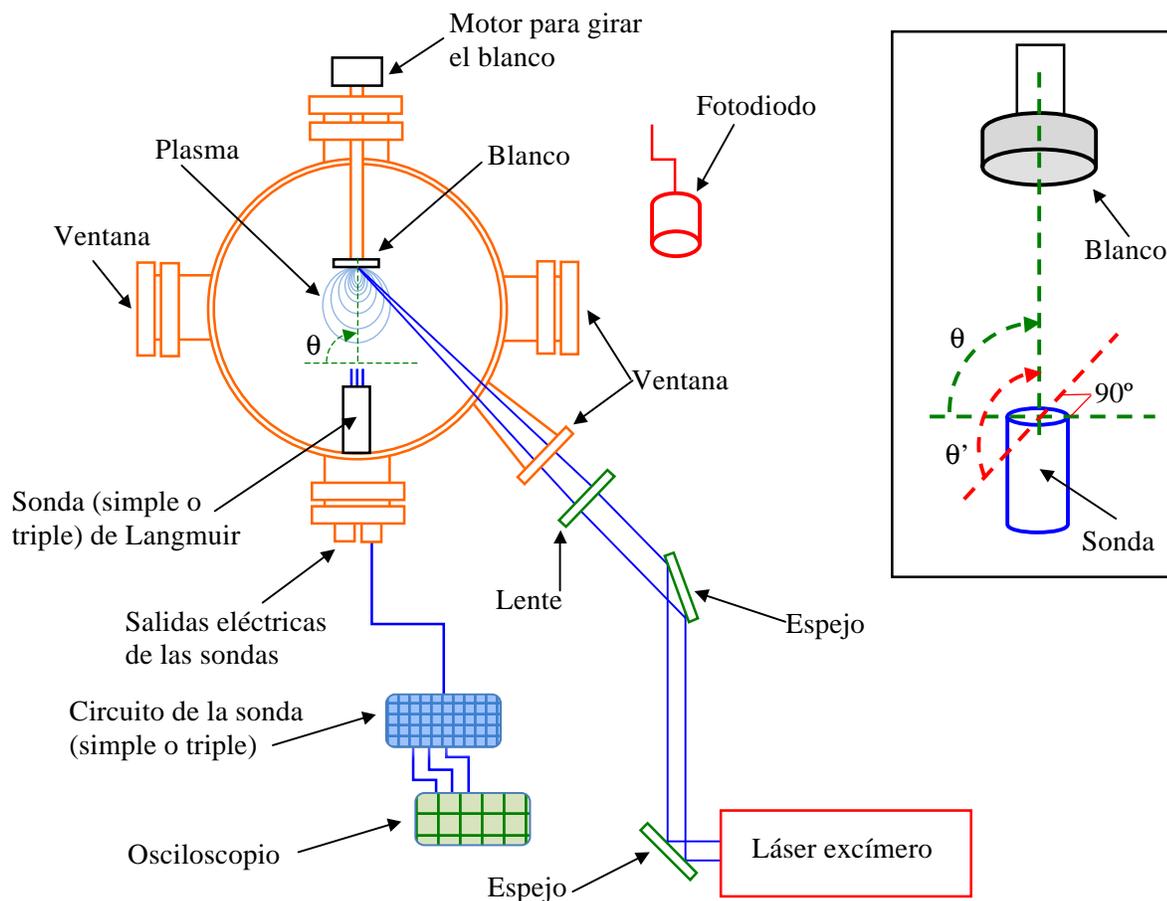


Figura 3.1. (Izquierda) Arreglo experimental. (Derecha) En el recuadro, se esquematiza la posición de la sonda con respecto al blanco, por medio de los ángulos  $\theta$  y  $\theta'$ .

Se utilizaron dos blancos diferentes: grafito y aluminio. El arreglo experimental es el mismo para ambos blancos, y se muestra en la Figura 3.1. Los ángulos son  $\theta = 90^\circ$  y  $\theta' = 90^\circ$ , para todos los análisis y para ambas sondas (simple y triple). La presión en el interior de la cámara se produce inicialmente por una bomba mecánica y posteriormente con una difusora, obteniendo presiones del orden de  $\sim 5 \times 10^{-5}$  Torr.

Para generar el plasma, el haz del láser excímero se dirige por medio de espejos a una lente que enfoca el haz en el blanco. El blanco se encuentra dentro de la cámara de vacío, montado en un eje rotatorio. La razón de que el blanco rote es para que el pulso láser impacte en una zona diferente en cada disparo, volviendo al plasma más reproducible (ver Figura 3.2). Una imagen de la pluma producida por ablación láser en el blanco de grafito se puede ver en la Figura 3.3.



Figura 3.2. (Izquierda) Blanco de grafito, (derecha) y blanco de aluminio, ambos después de una serie de disparos. Se puede observar cómo el desgaste en los blancos es uniforme.



Figura 3.3. Pluma producida por ablación láser en el blanco de grafito.



## 3.2 Montaje de la sonda simple

La sonda simple circular, fabricada de acero inoxidable, y se encuentra atornillada a un aislante eléctrico (Nylon), de manera tal que sólo la cara circular estará expuesta al plasma (Figuras 3.4, 3.5). En la Figura 3.6 se ve una imagen de la sonda simple y el blanco, dentro de la cámara de vacío.<sup>[3.1]</sup>

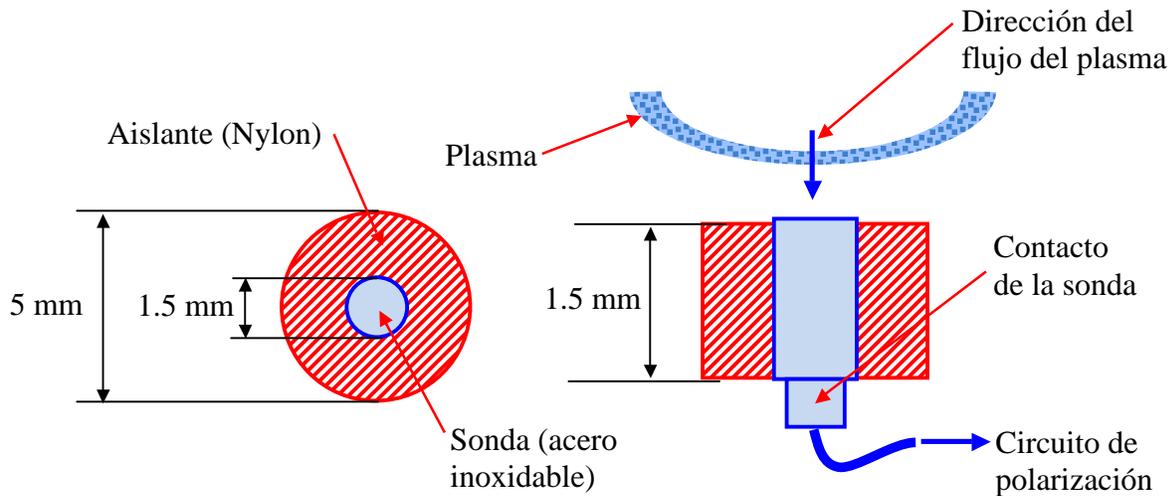


Figura 3.4. Esquema de la sonda simple (plana circular).

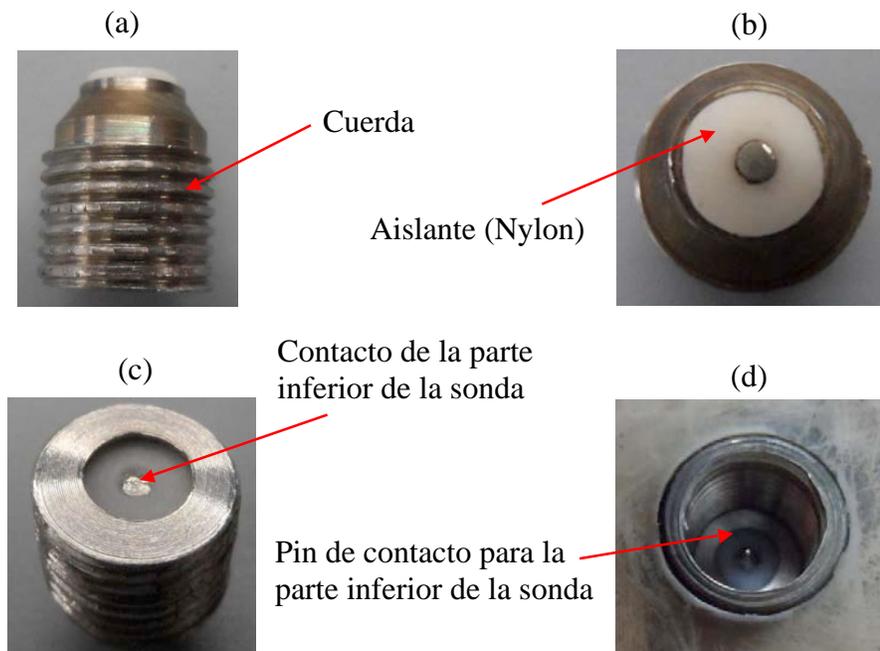


Figura 3.5. Fotografías de la sonda simple. (a) vista lateral de la sonda. (b) vista superior de la sonda. (c) vista inferior de la sonda. (d) base de la sonda, lugar en el que se atornilla la sonda.

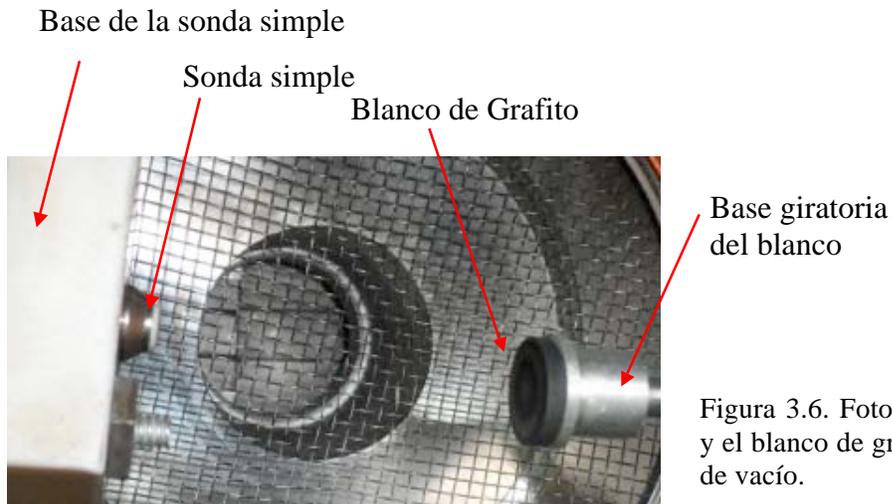


Figura 3.6. Fotografía de la sonda simple y el blanco de grafito, dentro de la cámara de vacío.

El circuito para la sonda simple se muestra en la Figura 3.7. La polarización (+ ó -) se controla con la fuente electrónica (o baterías).<sup>[3.1]</sup> La elección de cada una de las componentes de este circuito se discute en el Apéndice D.1.

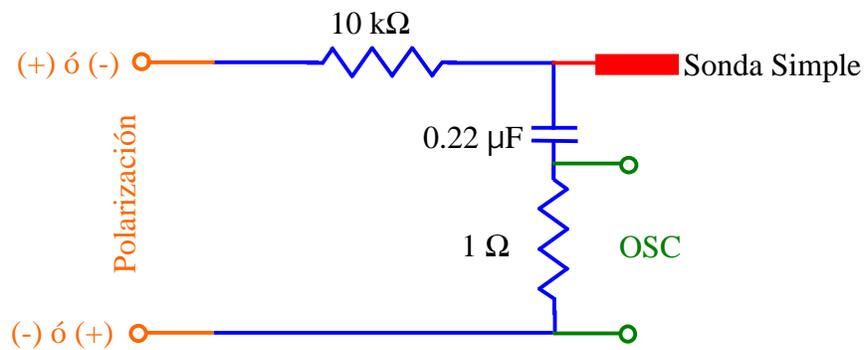


Figura 3.7. Circuito para la sonda simple. Donde OSC es un osciloscopio.

### 3.3 Montaje de la sonda triple

La sonda triple fue fabricada con alambres de tungsteno (de 0.5 mm de diámetro) (ver Figura 3.8). Estos alambres están conectados a cables coaxiales para evitar ser susceptibles al ruido electromagnético. Los cables se encuentran dentro de un tubo de PYREX<sup>®</sup> para evitar que queden expuestos directamente al plasma. De esta manera sólo los alambres de tungsteno están expuestos al plasma. Para sellar el tubo de PYREX<sup>®</sup> se utiliza un epóxico.

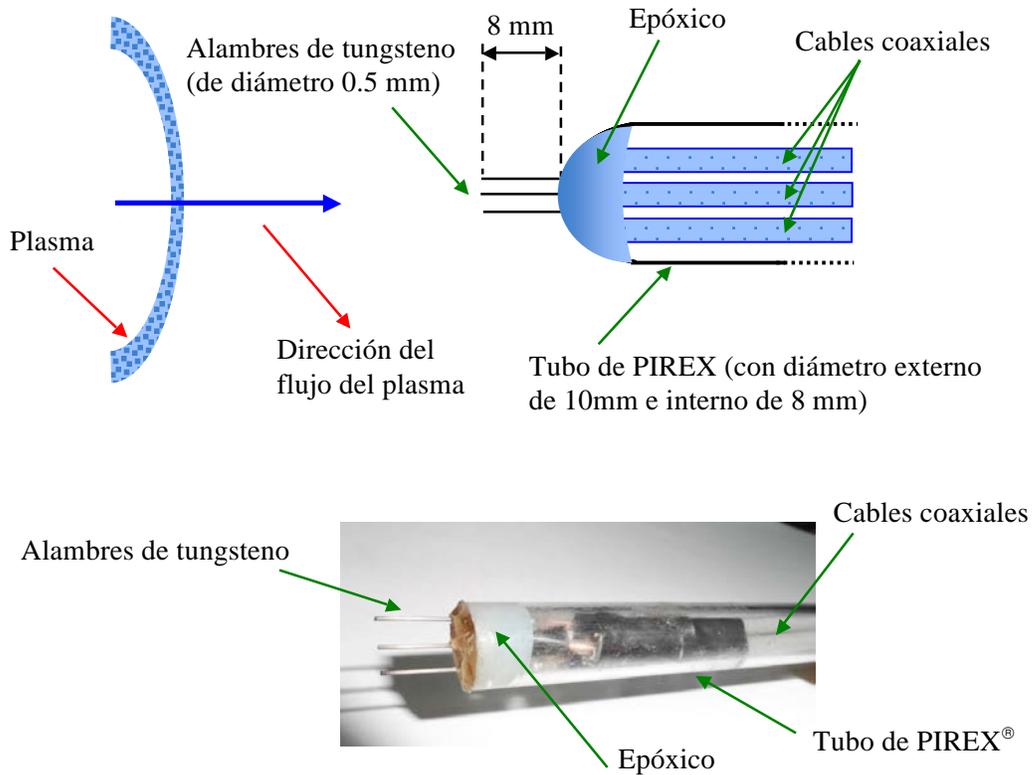


Figure 3.8. (Arriba) Esquema de la sonda triple de Langmuir. (Abajo) Fotografía de la sonda triple.



Figura 3.9. Fotografía de la sonda triple y el blanco de grafito, dentro de la cámara de vacío.

Para la sonda triple se utilizaron dos circuitos, uno para el *modo de voltaje* y otro para el *modo de corriente*. El circuito para el modo de voltaje se muestra en la Figura 3.10, y para el modo de corriente en la Figura 3.11. La polarización (+ ó -) se genera por medio de baterías de plomo en serie. Cada batería es de 12V a 1A.<sup>[3.2], [3.3]</sup> La elección de cada una de las componentes para ambos circuitos se discute en el Apéndice D.2.

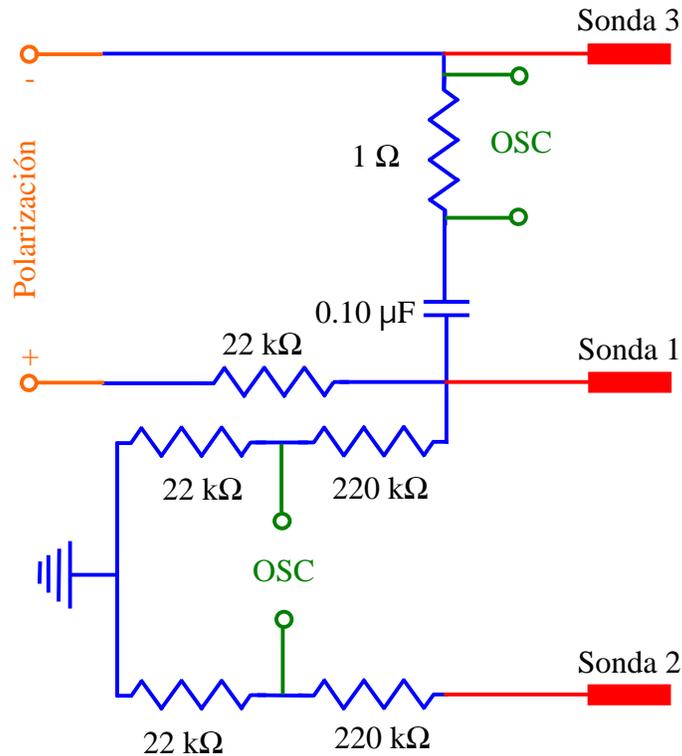


Figura 3.10. Circuito para la sonda triple, en el modo de voltaje. Donde OSC es un osciloscopio.

En el circuito del modo de corriente fue necesario hacer una modificación extra para la adquisición de datos (corrientes a través de las sondas). Esta modificación consistió en la implementación de un juego de bobinas de Rogowski (ver Apéndice B.1 y B.2), para medir la corriente que fluye a través de las sondas.

La razón de utilizar estas bobinas en el arreglo de la Figura 3.11, y no utilizar directamente un osciloscopio para medir la caída de voltaje a través de las resistencias eléctricas, es porque experimentalmente se observa que si se intenta medir más de una de las corrientes simultáneamente se cierra un circuito debido a la resistencia interna y la tierra del osciloscopio, por lo que la sonda no se polariza, y la señal medida no corresponde a la del plasma.

Por la razón anterior se mide sólo una de las corrientes a través de una resistencia eléctrica (para simplificar el análisis), de manera directa con el osciloscopio, y las otras dos corrientes se miden usando bobinas de Rogowski. De esta manera no se pierde la simultaneidad en las mediciones.

Para analizar las señales de las bobinas se utiliza la ecuación (B.4):

$$v_{bobina} = -M \frac{di}{dt}, \quad (\text{B.4})$$

donde  $v_{bobina}$  es el voltaje en la bobina de Rogowski,  $M = \mu_0 AN$ ,  $A$  es el área de uno de los pequeños espiras,  $N$  es el número de vueltas,  $i$  es la densidad de corriente lineal ( $i = I/l$ ),  $l$  es la longitud de la circunferencia del anillo,  $di/dt$  es la tasa de cambio de la corriente de a través de la bobina,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  Volt-s/(A·m) y  $v_{bobina}$  es el voltaje que se mide en a la salida de la bobina. Siguiendo las recomendaciones del Apéndice B.1, se construyeron bobinas como se muestran en la Figura 3.12. La calibración de las bobinas de Rogowski se muestra en el Apéndice B.3.

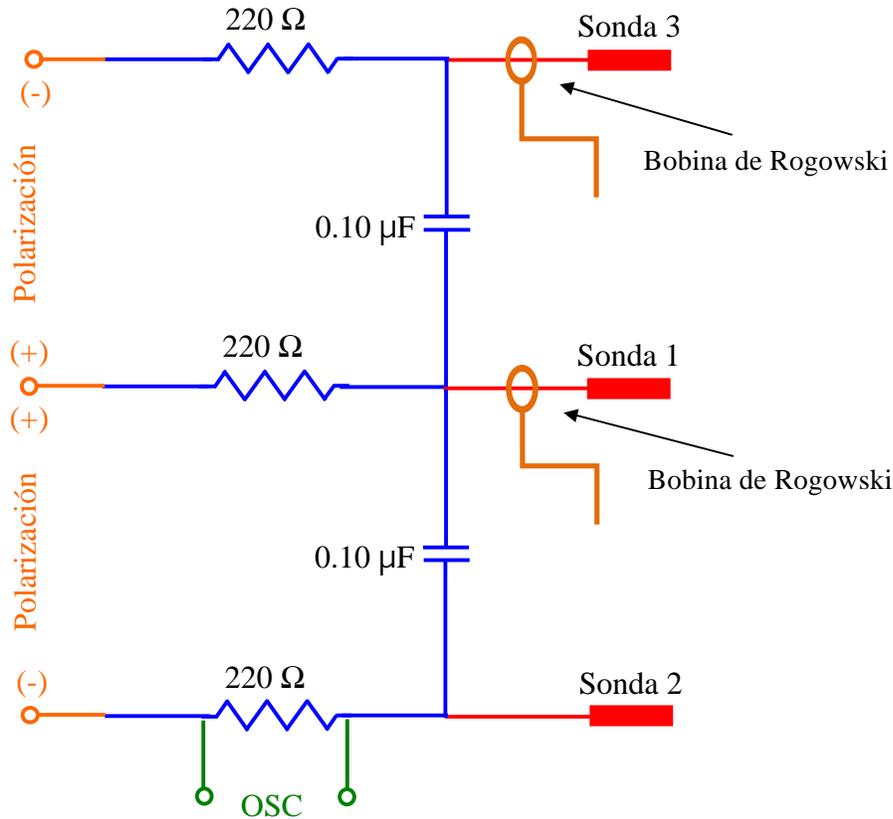


Figura 3.11. Circuito para la sonda triple, en el modo de corriente. Donde OSC es un osciloscopio.

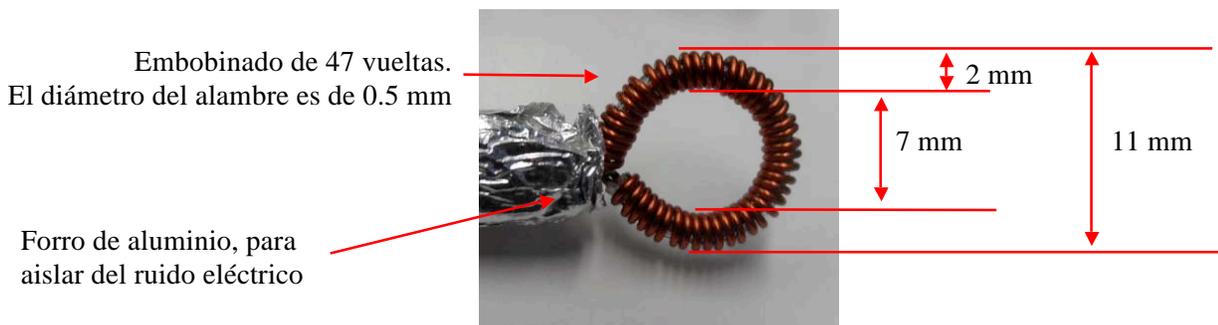


Figura 3.12. Bobina de Rogowski.

# Capítulo 4

## Mediciones y discusión

### 4.1 Mediciones con la sonda simple

#### 4.1.1 Mediciones con la sonda simple en el blanco de grafito

Se utilizó un blanco de grafito, un láser excímero con una fluencia de  $1.98 \pm 0.11 \text{ J/cm}^2$ , a una presión base de  $(5 \pm 0.1) \times 10^{-5} \text{ Torr}$ . Se polarizó la sonda entre  $-30\text{V}$  y  $+30\text{V}$  en pasos de  $1\text{V}$ ; la polarización se hizo con una fuente de alimentación regulada marca Agilent U8032A. La sonda se colocó a  $5\text{cm}$  del blanco. Se obtuvieron curvas promediadas sobre 8 disparos (cada curva) para cada valor de polarización. Las curvas obtenidas se han graficado en una superficie, al igual que la proyección de la misma, Figura 4.1. <sup>[4.1], [4.2]</sup> Este equipo y procedimiento se repite para el blanco de aluminio. Y el error de las mediciones se discute en el Apéndice E.

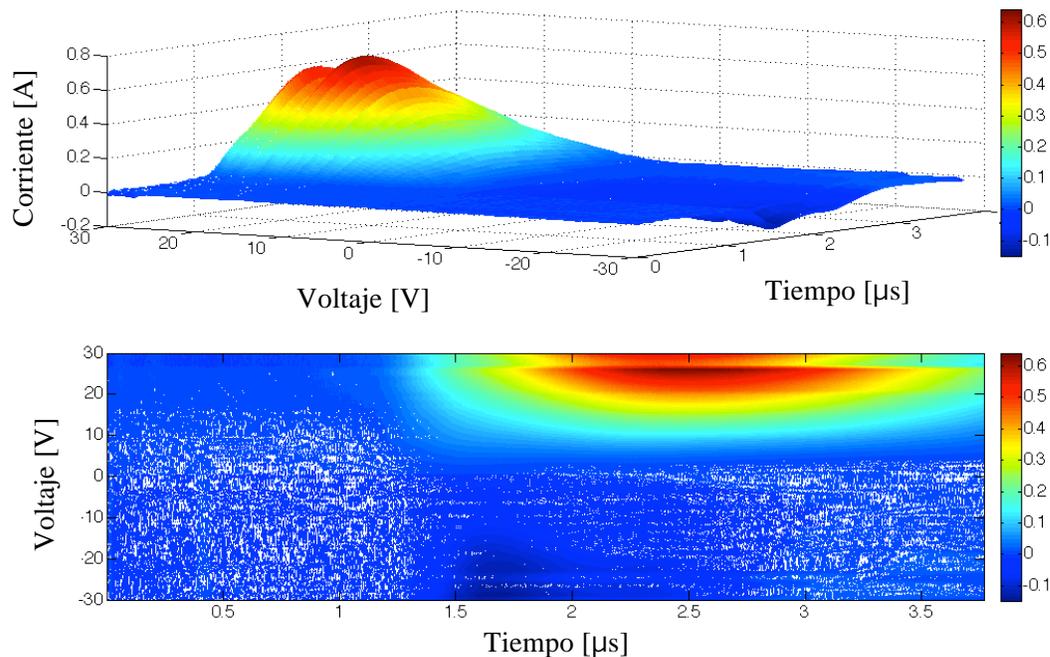


Figura 4.1. Superficie de la corriente para el blanco de grafito construida al variar el voltaje de polarización entre  $-30\text{V}$  y  $30\text{V}$ .

Para hacer el análisis se tomaron 12 tiempos diferentes de  $0.8\mu\text{s}$ ,  $1.0\mu\text{s}$ ,  $1.2\mu\text{s}$ ,  $1.4\mu\text{s}$ ,  $1.6\mu\text{s}$ ,  $1.8\mu\text{s}$ ,  $2.0\mu\text{s}$ ,  $2.2\mu\text{s}$ ,  $2.4\mu\text{s}$ ,  $2.6\mu\text{s}$ ,  $2.8\mu\text{s}$  y  $3.0\mu\text{s}$ . Para cada tiempo se tomaron los valores de la corriente y voltaje de cada curva con el fin de construir la curva característica de voltaje en función de la corriente, como se muestra en la Figura 4.2.

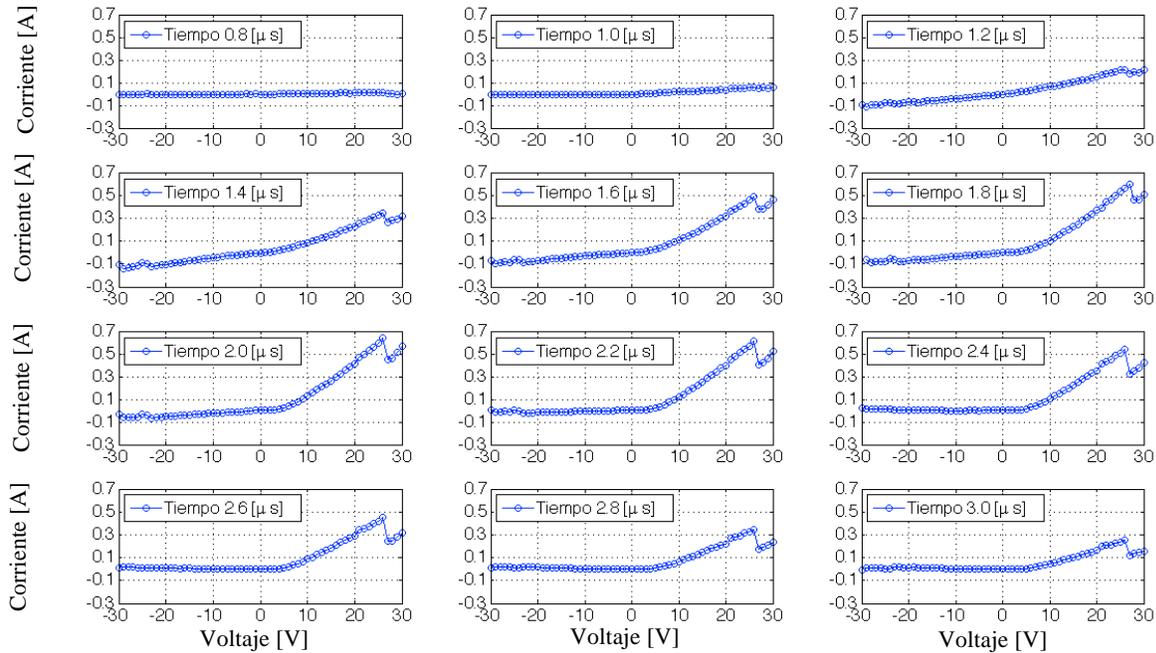


Figura 4.2. Curvas de  $I$  en función de  $V$  para el blanco de grafito construida en los tiempos de  $0.8\mu\text{s}$ ,  $1.0\mu\text{s}$ ,  $1.2\mu\text{s}$ ,  $1.4\mu\text{s}$ ,  $1.6\mu\text{s}$ ,  $1.8\mu\text{s}$ ,  $2.0\mu\text{s}$ ,  $2.2\mu\text{s}$ ,  $2.4\mu\text{s}$ ,  $2.6\mu\text{s}$ ,  $2.8\mu\text{s}$  y  $3.0\mu\text{s}$ .

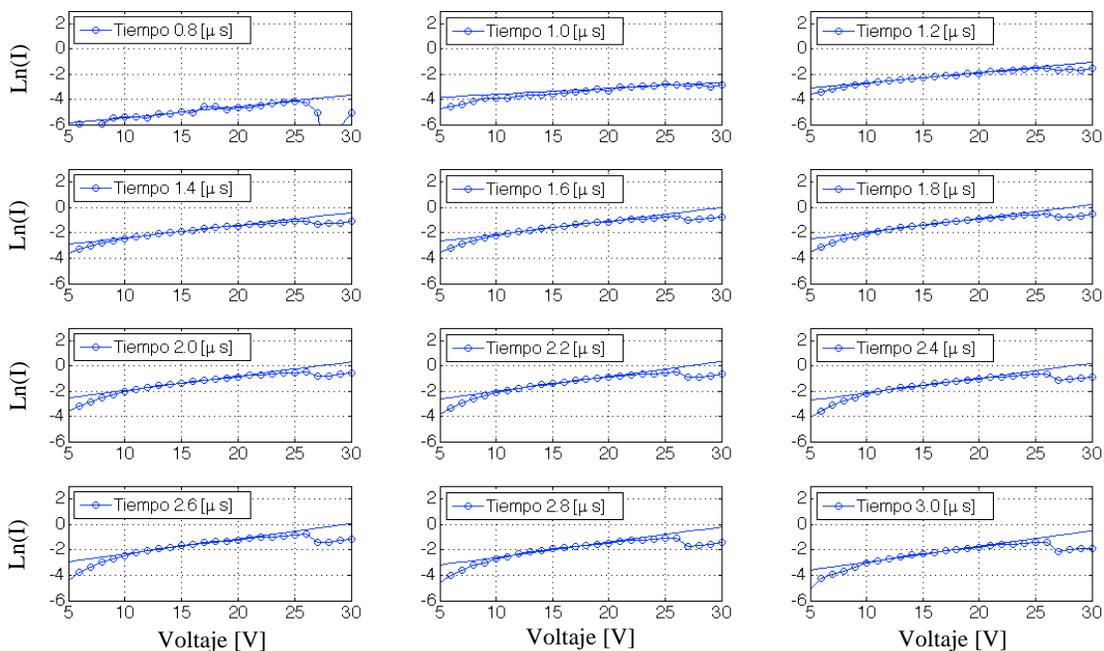


Figura 4.3. (puntos) Curvas de  $\ln(I)$  en función de  $V$  para el blanco de grafito construida en los tiempos de  $0.8\mu\text{s}$ ,  $1.0\mu\text{s}$ ,  $1.2\mu\text{s}$ ,  $1.4\mu\text{s}$ ,  $1.6\mu\text{s}$ ,  $1.8\mu\text{s}$ ,  $2.0\mu\text{s}$ ,  $2.2\mu\text{s}$ ,  $2.4\mu\text{s}$ ,  $2.6\mu\text{s}$ ,  $2.8\mu\text{s}$  y  $3.0\mu\text{s}$ . (línea) Ajuste por una línea recta en el intervalo de 10V y 20V.

Para cada una de las curvas de la Figura 4.2 se hizo un ajuste logarítmico en las corrientes entre 10V y 20V (Figura 4.3), con el fin de usar la ecuación (2.11) para calcular la temperatura (Figura 4.4). Usando las ecuaciones (2.13) y (2.8) se calculan las densidades de electrones (Figura 4.5) y de iones (Figura 4.6), respectivamente.

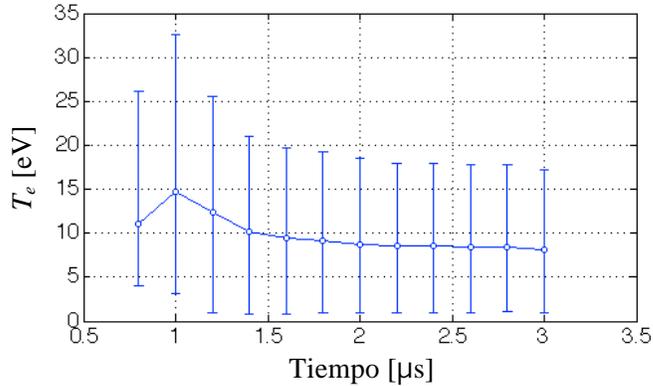


Figura 4.4. Temperatura electrónica para el blanco de grafito, calculada en los tiempos de : 0.8 $\mu\text{s}$ , 1.0 $\mu\text{s}$ , 1.2 $\mu\text{s}$ , 1.4 $\mu\text{s}$ , 1.6 $\mu\text{s}$ , 1.8 $\mu\text{s}$ , 2.0 $\mu\text{s}$ , 2.2 $\mu\text{s}$ , 2.4 $\mu\text{s}$ , 2.6 $\mu\text{s}$ , 2.8 $\mu\text{s}$  y 3.0 $\mu\text{s}$ .

En la Figura 4.4 las barras de error corresponden a la desviación del ajuste de las curvas en la Figura 4.3, es por esto que las barras de error sean muy grandes.

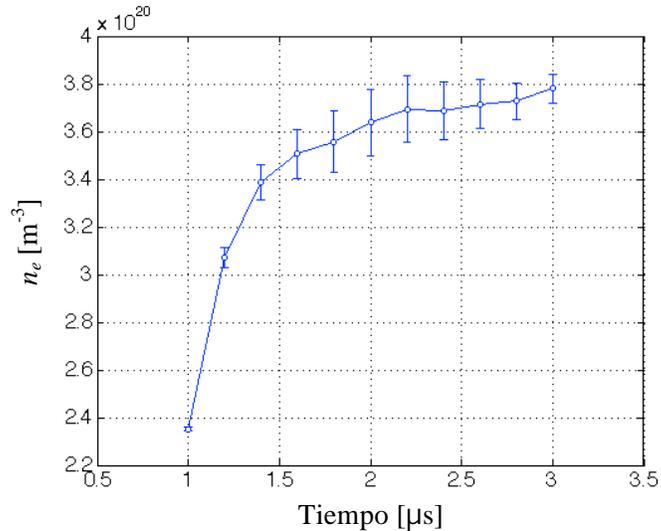


Figura 4.5. Densidad electrónica para el blanco de grafito, calculada a los tiempos de : 0.8 $\mu\text{s}$ , 1.0 $\mu\text{s}$ , 1.2 $\mu\text{s}$ , 1.4 $\mu\text{s}$ , 1.6 $\mu\text{s}$ , 1.8 $\mu\text{s}$ , 2.0 $\mu\text{s}$ , 2.2 $\mu\text{s}$ , 2.4 $\mu\text{s}$ , 2.6 $\mu\text{s}$ , 2.8 $\mu\text{s}$  y 3.0 $\mu\text{s}$ .

Para calcular la densidad de electrones ( $n_e$ ) es necesario definir la corriente de saturación de electrones ( $I_{e,sat}$ ). Sin embargo, como se puede observar en la Figura 4.2 la corriente no llega a saturarse, por este motivo se tomó un criterio para definir  $I_{e,sat}$ . Este criterio fue tomar el valor en el último punto del intervalo donde se hizo el ajuste por a línea recta, que corresponde a la corriente en 20V (para todas las curvas).

Por otro lado, la densidad de electrones tiene una tendencia creciente (Figura 4.5), lo que se atribuye a la forma de calcularla (ecuación 2.13), ya que va como la raíz de  $T_e$ , además del error aunado que se tiene al calcular  $I_{e,sat}$ .

Sin embargo, la densidad de iones (Figura 4.6) tiene un comportamiento muy diferente. El criterio para definir  $I_{i,sat}$  fue promediar la corriente en el intervalo entre -15V y -5V (para todas las curvas). Además se observan dos picos a distintos tiempos en la curva. Una posible explicación de este comportamiento se describirá más adelante en la Sección 4.2.3.

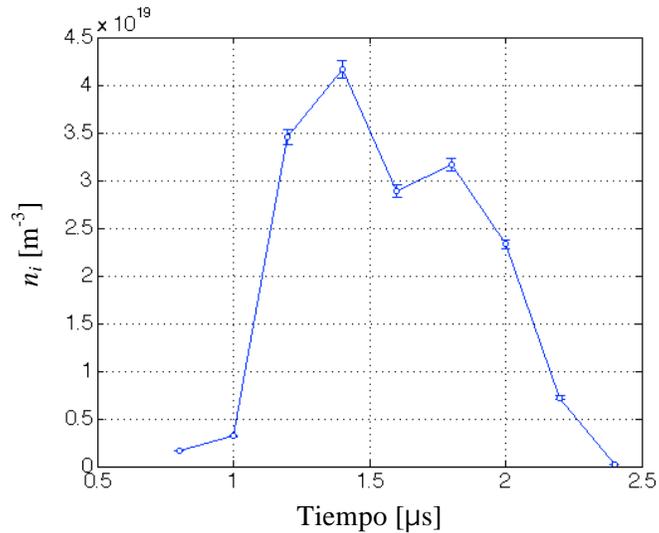


Figura 4.6. Densidad iónica para el blanco de grafito, calculada en los tiempos de 0.8 $\mu s$ , 1.0 $\mu s$ , 1.2 $\mu s$ , 1.4 $\mu s$ , 1.6 $\mu s$ , 1.8 $\mu s$ , 2.0 $\mu s$ , 2.2 $\mu s$ , 2.4 $\mu s$ , 2.6 $\mu s$ , 2.8 $\mu s$  y 3.0 $\mu s$ .

Cabe notar que  $n_i$  puede llegar a tomar valores negativos a tiempos posteriores a 2.5  $\mu s$ , lo cual se puede atribuir a oscilaciones (fluctuaciones) de la misma señal. Dado que una densidad negativa no tiene significado físico, no se puede decir que se tenga información a tiempos posteriores a 2.4  $\mu s$ .

## 4.1.2 Mediciones con la sonda simple en el blanco de aluminio

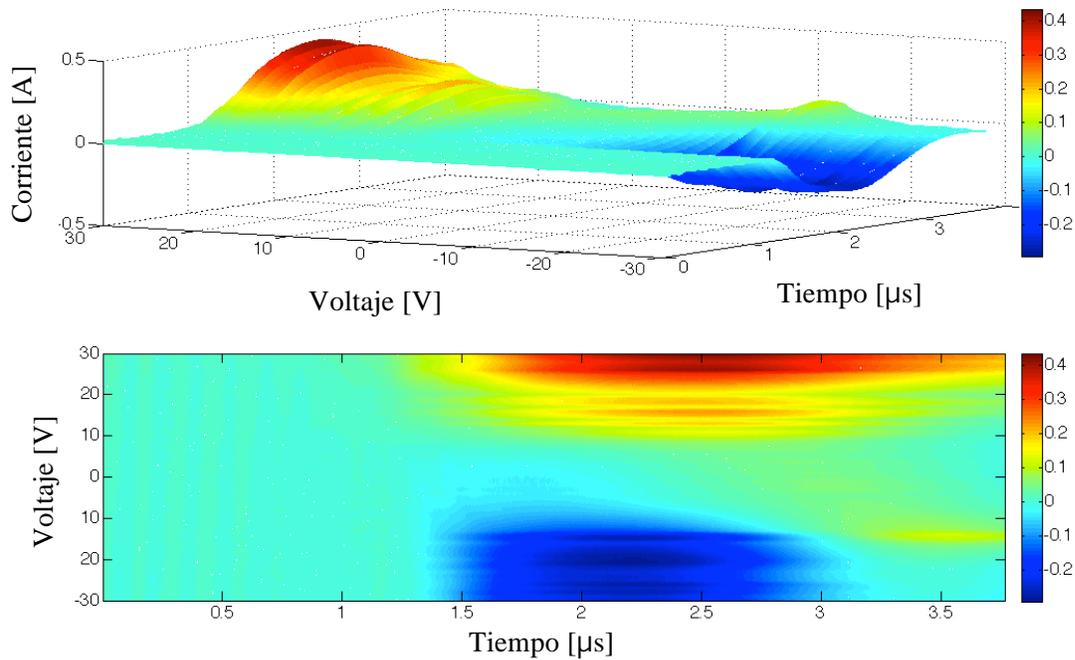


Figura 4.7. Superficie de la corriente para el blanco de aluminio. Construida al variar el voltaje de polarización de -30V a 30V.

Utilizando el equipo y procedimiento mencionado la Sección 4.1.1, se obtiene la Figura 4.7. Y tomando nuevamente 12 tiempos diferentes de  $0.8\mu\text{s}$ ,  $1.0\mu\text{s}$ ,  $1.2\mu\text{s}$ ,  $1.4\mu\text{s}$ ,  $1.6\mu\text{s}$ ,  $1.8\mu\text{s}$ ,  $2.0\mu\text{s}$ ,  $2.2\mu\text{s}$ ,  $2.4\mu\text{s}$ ,  $2.6\mu\text{s}$ ,  $2.8\mu\text{s}$  y  $3.0\mu\text{s}$ . Se construye para cada tiempo la curva característica de V en función de I, Figura 4.8.

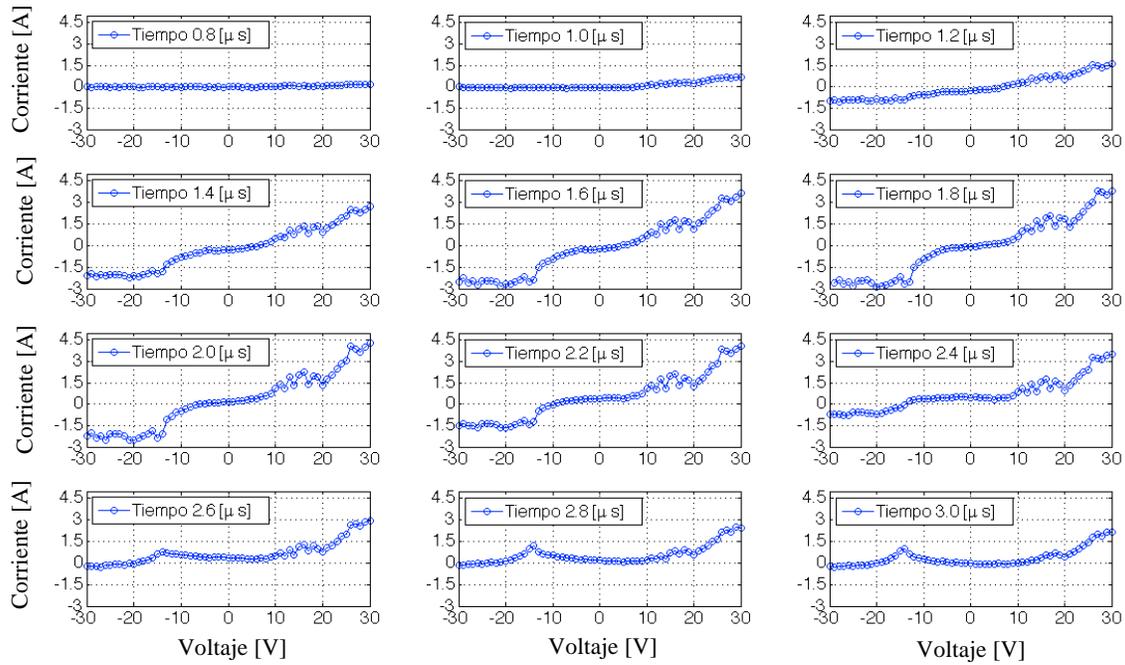


Figura 4.8. Curvas de I en función de V para el blanco de aluminio. Construida en los tiempos de :  $0.8\mu\text{s}$ ,  $1.0\mu\text{s}$ ,  $1.2\mu\text{s}$ ,  $1.4\mu\text{s}$ ,  $1.6\mu\text{s}$ ,  $1.8\mu\text{s}$ ,  $2.0\mu\text{s}$ ,  $2.2\mu\text{s}$ ,  $2.4\mu\text{s}$ ,  $2.6\mu\text{s}$ ,  $2.8\mu\text{s}$  y  $3.0\mu\text{s}$ .

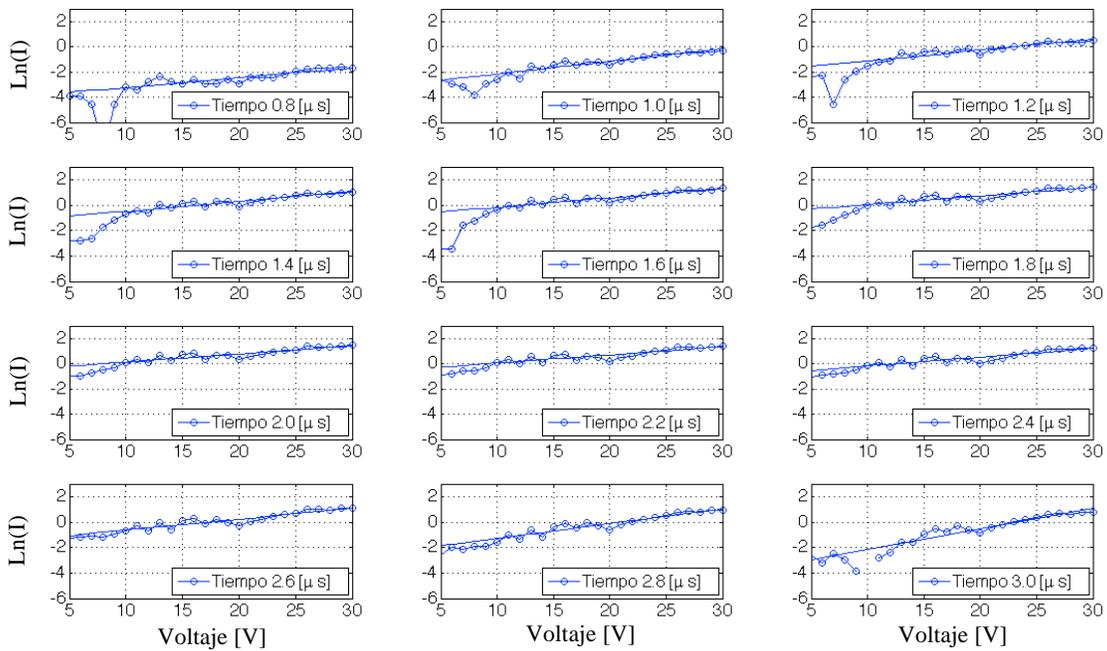


Figura 4.9. (puntos) Curvas de  $\ln(I)$  en función de V para el blanco de aluminio. Construida en los tiempos de  $0.8\mu\text{s}$ ,  $1.0\mu\text{s}$ ,  $1.2\mu\text{s}$ ,  $1.4\mu\text{s}$ ,  $1.6\mu\text{s}$ ,  $1.8\mu\text{s}$ ,  $2.0\mu\text{s}$ ,  $2.2\mu\text{s}$ ,  $2.4\mu\text{s}$ ,  $2.6\mu\text{s}$ ,  $2.8\mu\text{s}$  y  $3.0\mu\text{s}$ . (línea) Ajuste por una línea recta en el intervalo de 10V y 20V.

Siguiendo el procedimiento del capítulo 4.1.1, se obtienen las Figura 4.9 y de esta se obtienen la temperatura electrónica (Figura 4.10), la densidad electrónica (Figura 4.11) y de iones (Figura 4.12).

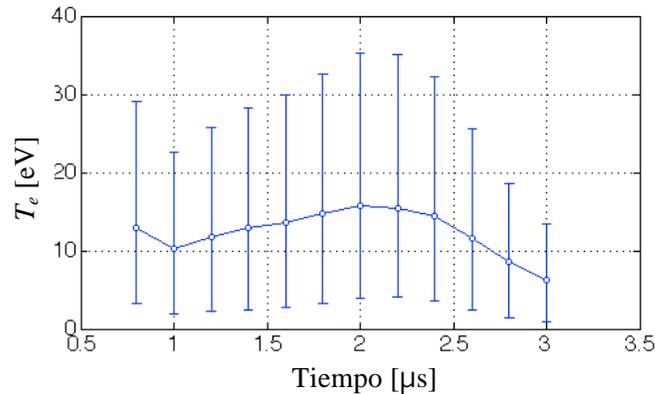


Figura 4.10. Temperatura electrónica para el blanco de aluminio, calculada en los tiempos de : 0.8μs, 1.0μs, 1.2μs, 1.4μs, 1.6μs, 1.8μs, 2.0μs, 2.2μs, 2.4μs, 2.6μs, 2.8μs y 3.0μs.

En la Figura 4.10 las barras de error corresponden a las desviación que hay del ajuste que se hace a las curvas de la Figura 4.9. Por lo que el error del ajuste hace que las barras de error sean muy grandes.

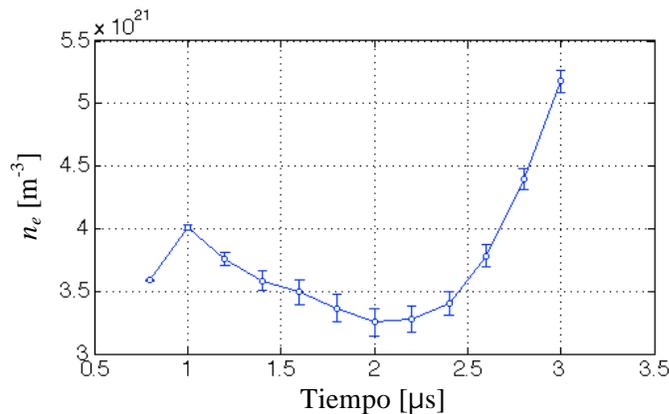


Figura 4.11. Densidad electrónica calculada para el blanco de aluminio, en los tiempos de : 0.8μs, 1.0μs, 1.2μs, 1.4μs, 1.6μs, 1.8μs, 2.0μs, 2.2μs, 2.4μs, 2.6μs, 2.8μs y 3.0μs.

Para calcular la densidad electrónica ( $n_e$ ) se toma el mismo criterio que en el capítulo 4.1.1. Por otro lado, la densidad electrónica tiene una tendencia decreciente y después creciente (Figura 4.11). Esto se atribuye a la forma de definir la  $I_{e,sat}$ . Sin embargo, la densidad de iones (Figura 4.12) tiene un comportamiento muy diferente. Y sólo se observa un pico (Figura 4.12) en la curva, a diferencia de la Figura 4.6. Se ve que en la Figura 4.12 (al igual que la Figura 4.6) que  $n_i$  llega a ser negativa para tiempo mayores a 2.3 μs, esto se puede atribuir a que la señal de la corriente tiene un comportamiento oscilatorio (fluctuaciones). Dado que una densidad negativa no tiene significado físico, no se puede decir que se tenga información a tiempos posteriores a 2.3 μs.

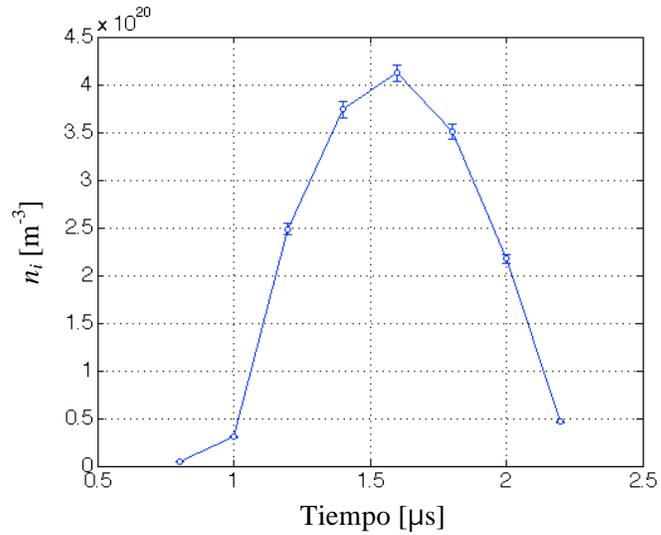


Figura 4.12. Densidad iónica para el blanco de aluminio, calculada en los tiempos de : 0.8 $\mu\text{s}$ , 1.0 $\mu\text{s}$ , 1.2 $\mu\text{s}$ , 1.4 $\mu\text{s}$ , 1.6 $\mu\text{s}$ , 1.8 $\mu\text{s}$ , 2.0 $\mu\text{s}$ , 2.2 $\mu\text{s}$ , 2.4 $\mu\text{s}$ , 2.6 $\mu\text{s}$ , 2.8 $\mu\text{s}$  y 3.0 $\mu\text{s}$ .

Cabe hacer la observación de que las densidades de electrones y de iones del grafito son un orden de magnitud menor que las densidades del aluminio. Considerando que las fluencias empleadas (1.98  $\text{J}/\text{cm}^2$  para el grafito y de 2.33  $\text{J}/\text{cm}^2$  para el aluminio) son muy parecidas, esto indica que el acoplamiento entre el láser y cada uno de estos materiales es diferente, haciendo que se desprenda más aluminio que grafito en cada disparo.

## 4.2 Mediciones con la sonda triple

Se emplearon 2 blancos, uno de aluminio y otro de grafito. La caracterización se hizo a 5 distancias distintas (4 cm, 5 cm, 6 cm, 7 cm y 8 cm), y a diferentes energías del láser excímero. En la Tabla 4.1, se muestra la energía promedio del haz láser, también la energía del haz láser después de tomar en cuenta las pérdidas de energía por reflexiones (~10%) y la energía absorbida por la ventana de la cámara de vacío (~10%). Estas pérdidas se calcularon usando un medidor de energía (LabMASTER Ultima, COHERENT). Por lo tanto, sólo el ~80 % del haz es utilizado para generar el plasma por ablación. También para cada blanco y energía se muestra el área del spot y la fluencia. Todas las curvas obtenidas para cada blanco, y para el modo de voltaje y modo de corriente, están promediadas sobre 16 disparos.

Tabla 4.1. Energías del haz láser, las energías del haz después de las perdidas por reflexiones y por absorción de la ventana de la cámara de vacío y área del spot y la fluencia.			
<b>Grafito</b>			
Energía del haz (mJ ± 3 mJ)	Energía real del haz (mJ ± 3 mJ)	Área del spot (10 <sup>-2</sup> cm <sup>2</sup> )	Fluencia (J/cm <sup>2</sup> )
60	48	3.18 ± 0.32	1.51 ± 0.11
80	64	3.24 ± 0.32	1.98 ± 0.11
100	80	3.52 ± 0.35	2.27 ± 0.11
120	96	4.07 ± 0.41	2.36 ± 0.10
140	112	4.26 ± 0.43	2.63 ± 0.11
160	128	3.99 ± 0.40	3.21 ± 0.11
180	144	3.93 ± 0.39	3.67 ± 0.11
200	160	4.22 ± 0.42	3.79 ± 0.11
<b>Aluminio</b>			
Energía del haz (mJ ± 3 mJ)	Energía real del haz (mJ ± 3 mJ)	Área del spot (10 <sup>-2</sup> cm <sup>2</sup> )	Fluencia (J/cm <sup>2</sup> )
60	48	2.57 ± 2.6	1.86 ± 0.14
80	64	2.75 ± 2.8	2.33 ± 0.13
100	80	3.15 ± 3.1	2.54 ± 0.12
120	96	2.77 ± 2.8	3.46 ± 0.14
140	112	3.10 ± 3.1	3.61 ± 0.13
160	128	3.46 ± 3.5	3.70 ± 0.12
180	144	3.72 ± 3.7	3.87 ± 0.12
200	160	3.90 ± 3.9	4.10 ± 0.12

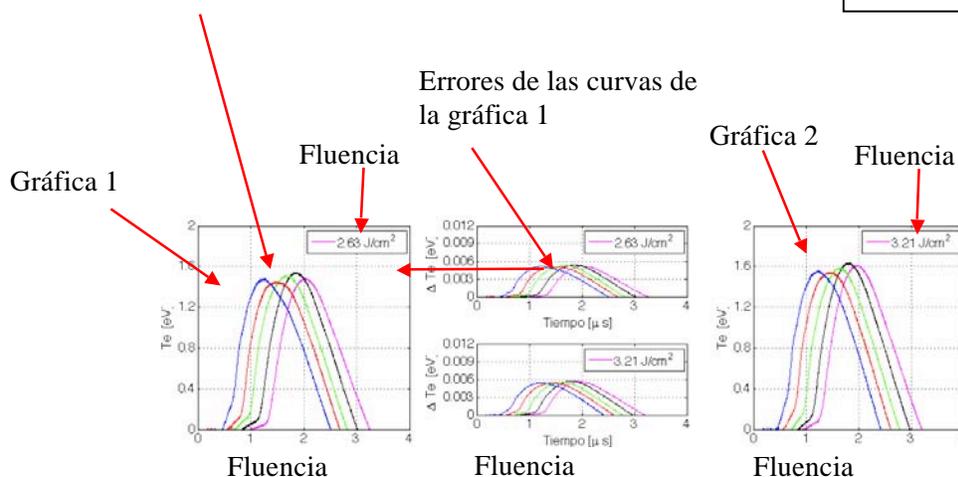
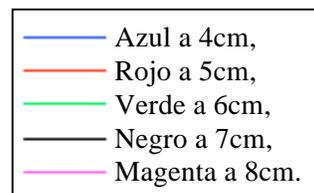
## 4.2.1 Mediciones con la sonda triple (modo de voltaje)

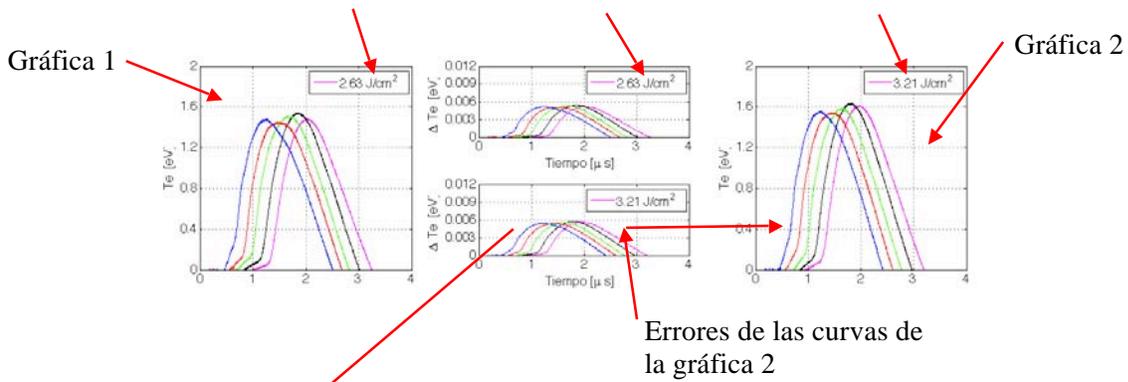
Los resultados obtenidos para ambos blancos (grafito y aluminio) en el modo de voltaje se muestran en el orden de la Tabla 4.2. Para las curvas de voltaje entre la sonda 1 y 2 ( $V_{12}$ ), voltaje entre la sonda 1 y 3 ( $V_{13}$ ) y corriente entre la sonda 1 y 3, sólo se muestran ejemplos representativos de  $1.98 \text{ J/cm}^2$  para el blanco de grafito y de  $1.86 \text{ J/cm}^2$  para el blanco de aluminio.

Grafito		Aluminio	
Descripción	Figura	Descripción	Figura
Voltaje entre la sonda 1 y 2 ( $V_{12}$ )	4.15(a)	Voltaje entre la sonda 1 y 2 ( $V_{12}$ )	4.16(a)
Voltaje entre la sonda 1 y 3 ( $V_{13}$ )	4.15(b)	Voltaje entre la sonda 1 y 3 ( $V_{13}$ )	4.16(b)
Corriente entre la sonda 1 y 3	4.15(c)	Corriente entre la sonda 1 y 3	4.16(c)
Temperatura electrónica ( $T_e$ )	4.17	Temperatura electrónica ( $T_e$ )	4.18
Densidad electrónica ( $n_e$ )	4.19	Densidad electrónica ( $n_e$ )	4.20
Tiempo del máximo de $T_e$ en función de la distancia a la sonda	4.21	Tiempo del máximo de $T_e$ en función de la distancia a la sonda	4.22
velocidad del plasma en función de la distancia de la sonda	4.23	velocidad del plasma en función de la distancia de la sonda	4.24
energía cinética en función de la distancia de la sonda	4.25	energía cinética en función de la distancia de la sonda	4.26

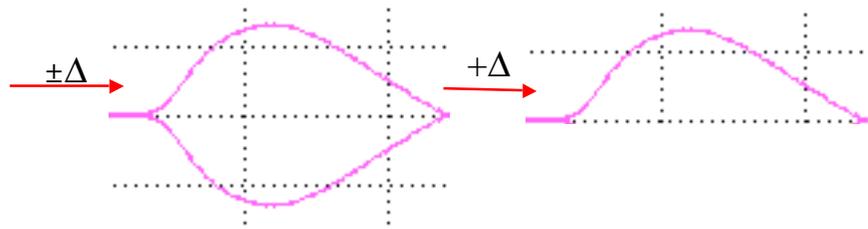
A continuación se explicará la forma en la que están organizadas las gráficas:

En cada gráfica hay 5 curvas, que corresponden a cada distancia (4cm, 5cm, 6cm, 7cm y 8cm). Estas curvas se distinguen por colores: azul a 4cm, rojo a 5cm, verde a 6cm, negro a 7cm y magenta a 8cm.





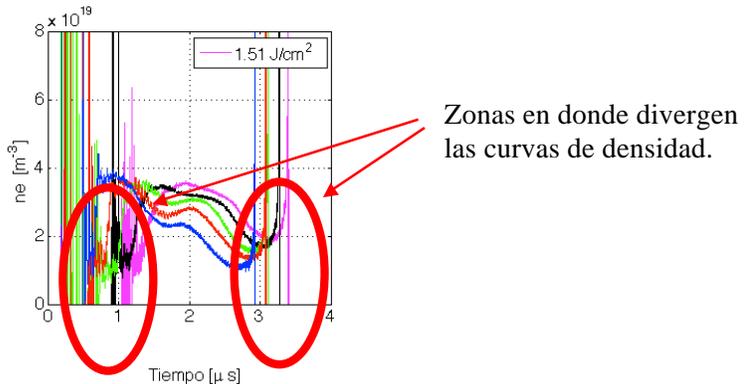
Normalmente el error se marca con barras de error, pero en este caso las barras de error harían que se confundieran las curvas, por lo que se grafican separadamente y sólo se grafica un lado. Esto significa que el error que se grafica en vez de ser  $\pm\Delta$ , sólo es  $+\Delta$ .



Este arreglo es válido para la sonda triple, tanto en el modo de voltaje como en el modo de corriente.

Observación para la curva de  $n_e$ : Para determinar la curva de  $n_e$  es necesario conocer  $T_e$ , sin embargo al usar las curvas de  $T_e$ , las curvas de densidades divergen en las colas de la curva, Figura 4.13. Por este motivo se decidió hacer un promedio en la  $T_e$  y después calcular las curvas de densidad.

Figura 4.13. Densidad de electrones, calculada con la curva de temperatura electrónica.



El promedio en  $T_e$  se hizo por un ajuste de curvas gaussianas. Para el grafito se usó un ajuste de dos gaussianas, ver ecuación (4.1), la razón de esto es que se ven dos picos en las curvas de  $T_e$  y en  $n_e$ .

$$fitg2(x) = a_1 \exp\left[-\left(\frac{x-b_1}{c_1}\right)^2\right] + a_2 \exp\left[-\left(\frac{x-b_2}{c_2}\right)^2\right]. \quad (4.1)$$

donde  $a_1$  ( $a_2$ ) es la amplitud de la primer (segunda) gaussiana,  $b_1$  ( $b_2$ ) es el valor esperado de la primer (segunda) gaussiana y  $c_1$  ( $c_2$ ) es la desviación estándar de la primer (segunda) gaussiana. Y el promedio

se toma de  $(b_1 - c_1)$  a  $(b_2 + c_2)$ . Un esquema de esto se puede ver en la Figura 4.14, y del ajuste se obtienen los valores de  $a_1 = 0.7101$  (0.7055, 0.7146),  $b_1 = 1.07$  (1.068, 1.071),  $c_1 = 0.4389$  (0.4363, 0.4415),  $a_2 = 0.6274$  (0.6259, 0.629),  $b_2 = 2.201$  (2.196, 2.206) y  $c_2 = 0.9792$  (0.9732, 0.9852), donde los valores en los paréntesis corresponden a los intervalos en donde se los valores del ajuste son validos en un 95%. Para el aluminio se uso un ajuste parecido, pero usando sólo una gaussiana. La razón de esto es que sólo se observa un pico en la curva de  $T_e$ , y el promedio se toma de  $(b_1 - c_1)$  a  $(b_1 + c_1)$ , donde  $b_1$  es el valor esperado de la gaussiana y  $c_1$  es la desviación estándar.

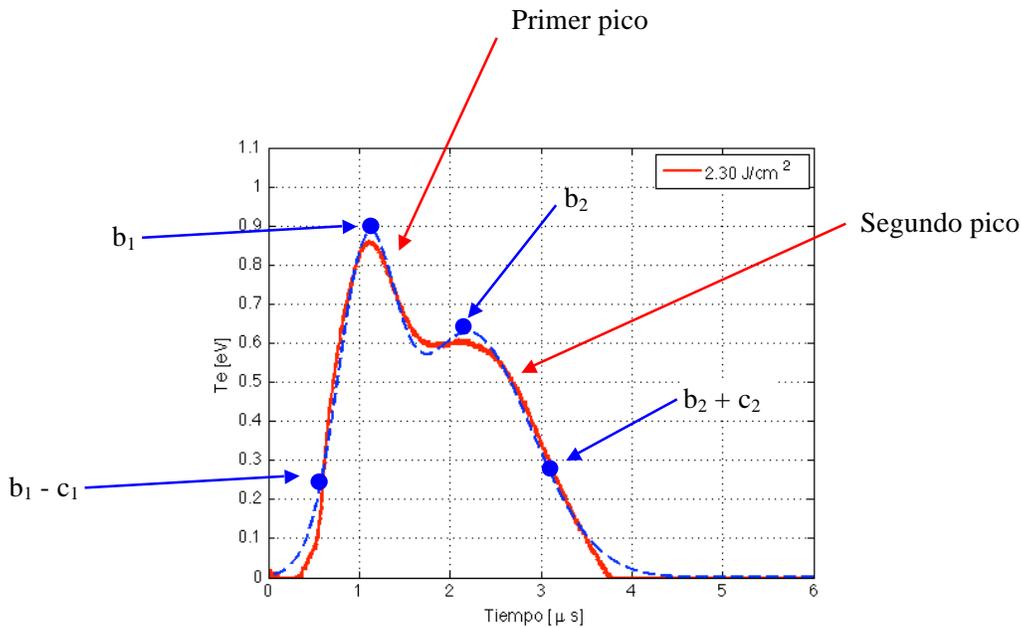


Figura 4.14. (curva continua) Curva de  $T_e$  para grafito, medida en 3 cm y  $2.30 \text{ J/cm}^2$  de fluencia. (Curva discontinua) Ajuste de una doble gaussiana. Se señalan los puntos correspondientes a  $b_1$ ,  $b_1 - c_1$ ,  $b_2$  y  $b_2 + c_2$ .

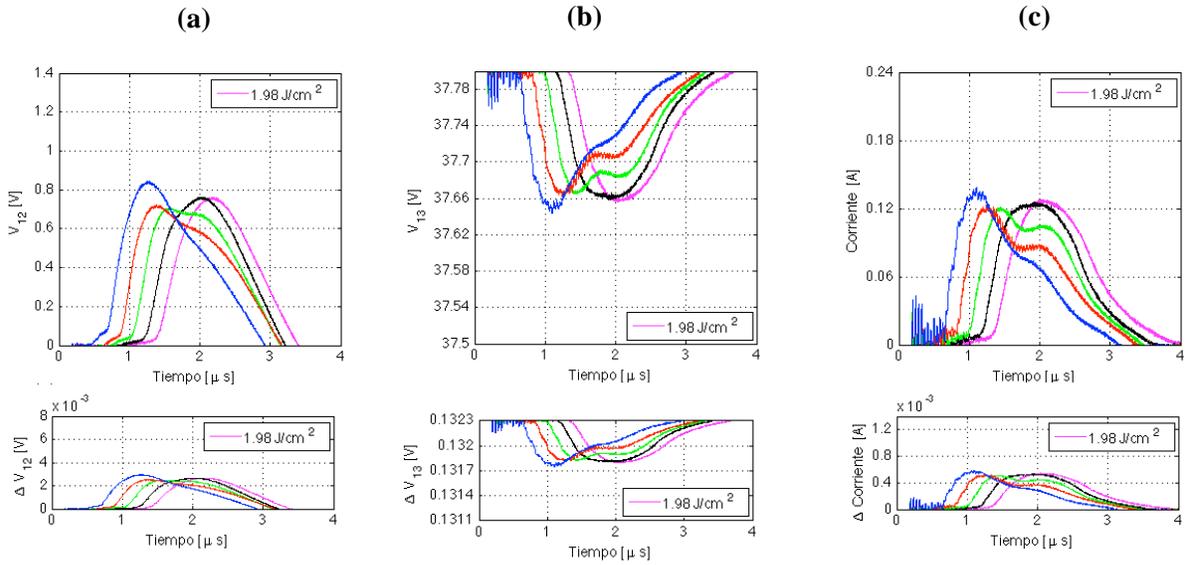


Figura 4.15. Curvas para grafito, modo de voltaje. (a) Curvas de voltaje entre la sonda 1 y 2 ( $V_{12}$ ), (b) voltaje entre la sonda 1 y 3 ( $V_{13}$ ), (c) Corriente entre la sonda 1 y 3. Debajo de cada gráfica se encuentra el error de cada curva.

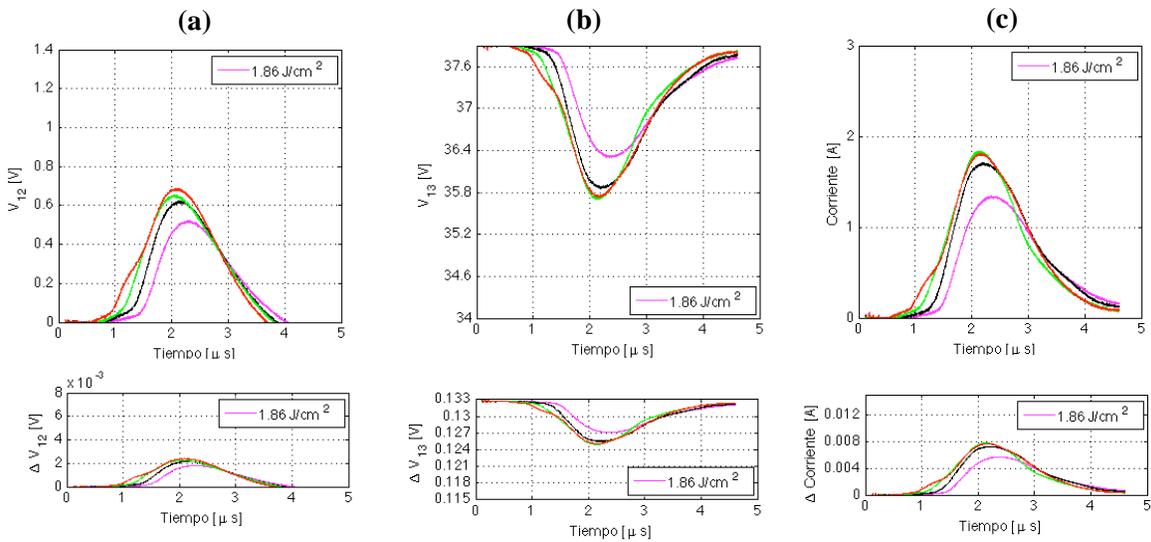


Figura 4.16. Curvas para aluminio, modo de voltaje. (a) Curvas de voltaje entre la sonda 1 y 2 ( $V_{12}$ ), (b) voltaje entre la sonda 1 y 3 ( $V_{13}$ ), (c) Corriente entre la sonda 1 y 3. Debajo de cada gráfica se encuentra el error de cada curva.

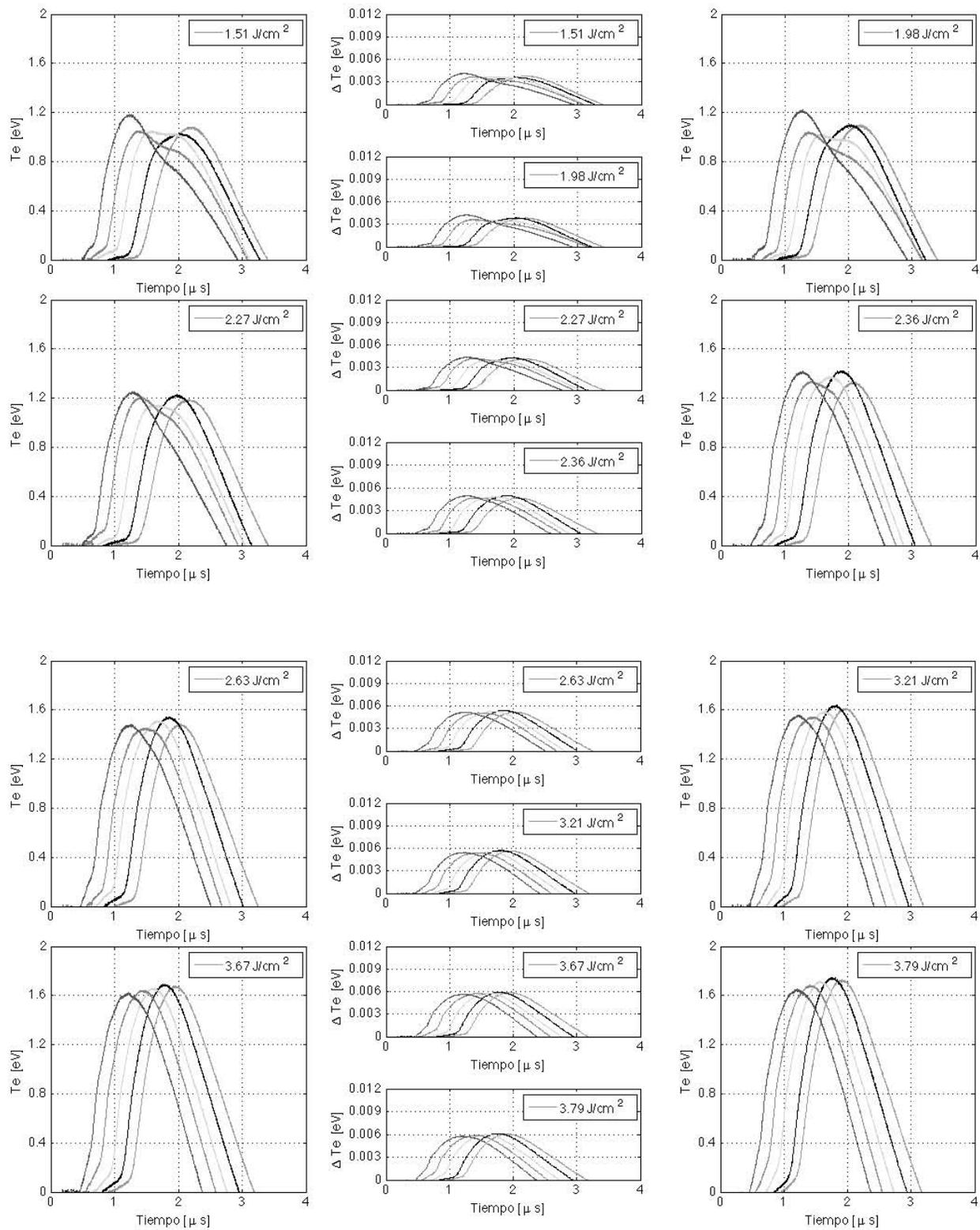


Figura 4.17. Blanco de grafito, modo de voltaje. Curvas de temperatura electrónica ( $T_e$ ) en función del tiempo.

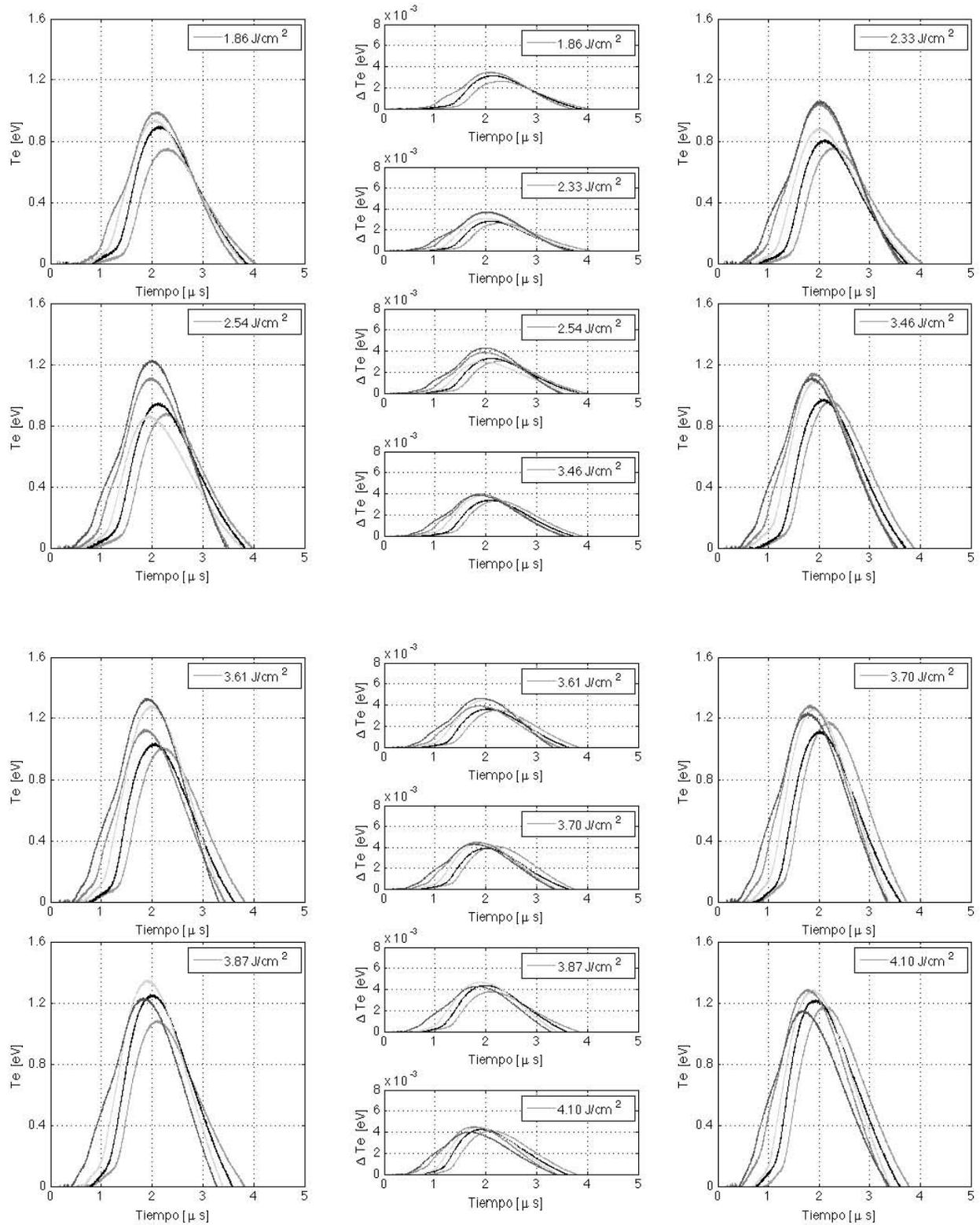


Figura 4.18. Blanco de aluminio, modo de voltaje. Curvas de temperatura electrónica ( $T_e$ ) en función del tiempo.

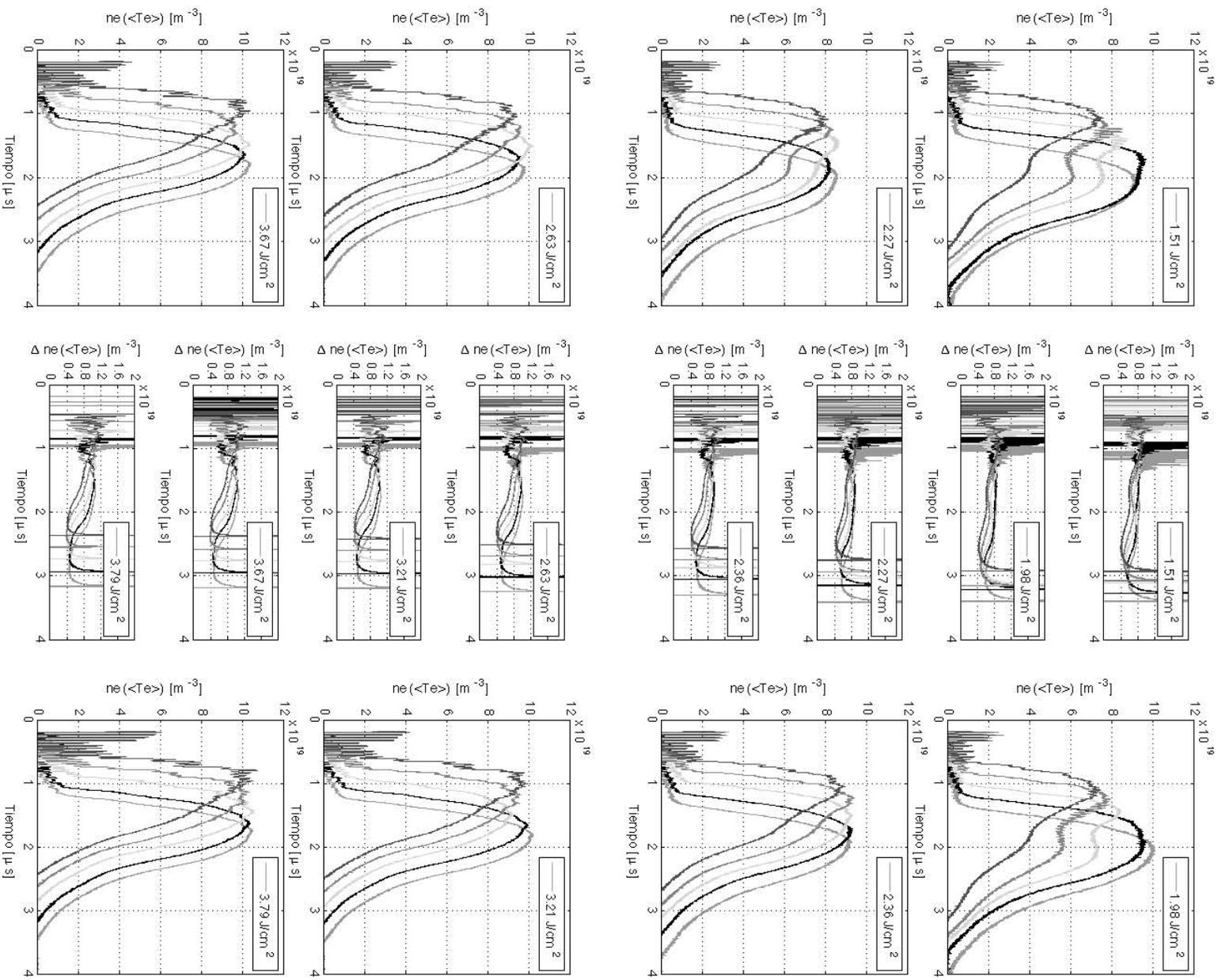


Figura 4.19. Blanco de grafito, modo de voltaje. Curvas de densidad electrónica ( $n_e$ ) en función del tiempo.

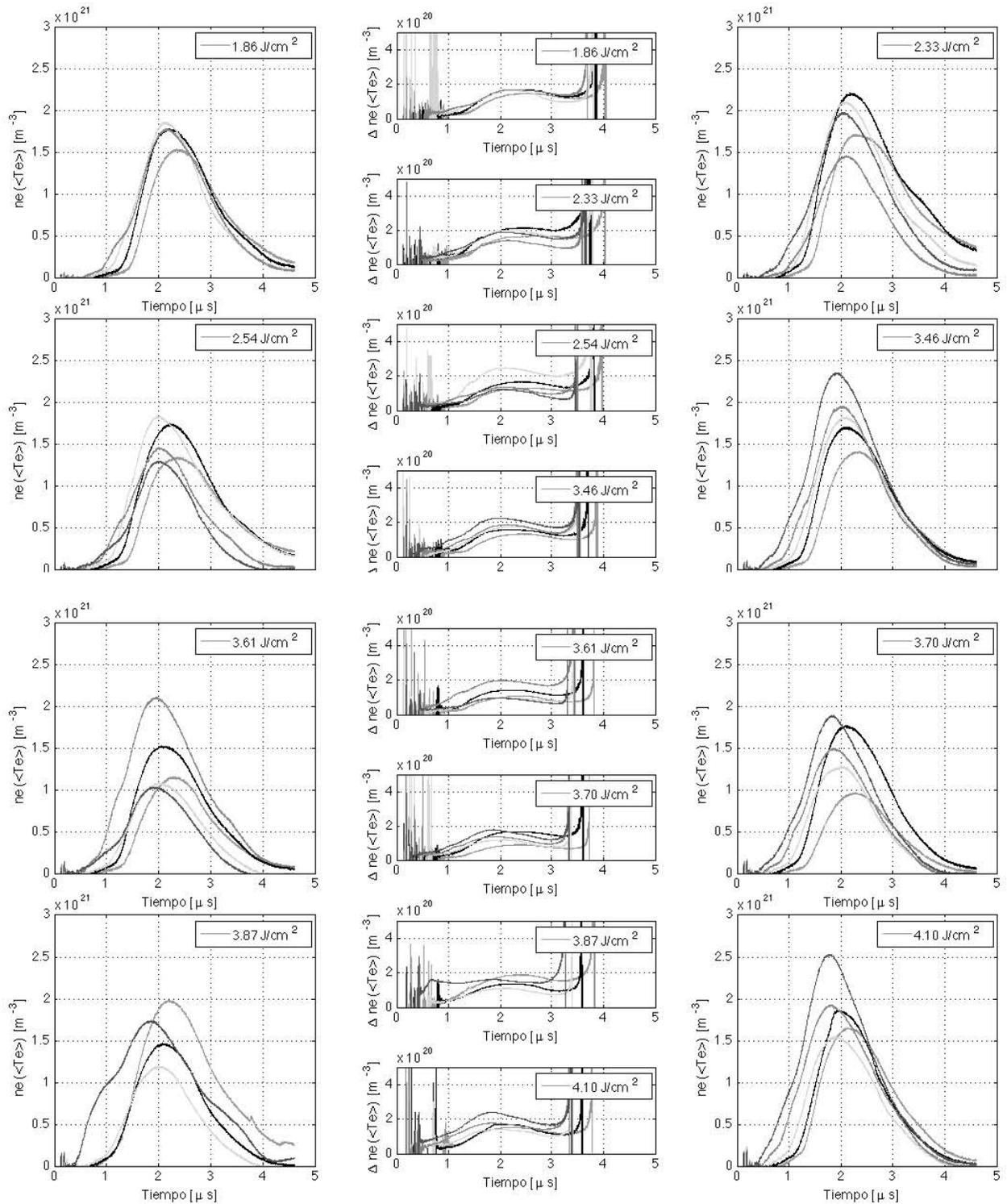


Figura 4.20. Blanco de aluminio, modo de voltaje. Curvas de densidad electrónica ( $T_e$ ) en función del tiempo.

Si comparamos las señales  $T_e$  y  $n_e$  (Figuras 4.17, 4.18, 4.19 y 4.20), usando el blanco de grafito y el de aluminio, tienen dos comportamientos diferentes. Mientras que los resultados del blanco de aluminio muestran solamente un tipo de curva, en el caso del blanco de grafito se puede ver dos picos. Este comportamiento se discutirá con más detalle en la Sección 4.2.3.

Se hizo un ajuste a la curva de la temperatura electrónica para grafito de dos gaussianas, ver Figura 4.14. A partir de este ajuste se conocen los tiempos de los máximos de las gaussianas, y por tanto los tiempo de los máximos de las distribuciones de los iones. Un procedimiento parecido se hizo para el aluminio, sólo que en este caso el ajuste es por una gaussiana. Y nuevamente se observa que las densidades de electrones para el grafito son un orden de magnitud menor que para el aluminio.

Ahora, para las siguientes gráficas en el blanco de grafito se utiliza la notación de la Tabla 4.3 y para el blanco de aluminio se utiliza la notación de la Tabla 4.4. Donde el significado de primer pico y segundo pico, se ve representado en el Figura 4.14.

Tabla 4.3. Grafito. Notación para las Figuras 4.21, 4.23 y 4.25.

Tipo de línea	Descripción	Fluencia ( $J/cm^2$ )	# pico
	Línea discontinua y estrella (rojo)	$1.51 \pm 0.25$	Segundo
	Línea discontinua y estrella (azul)	$1.51 \pm 0.25$	Primer
	Línea discontinua y triangulo (rojo)	$1.98 \pm 0.29$	Segundo
	Línea discontinua y triangulo (azul)	$1.98 \pm 0.29$	Primer
	Línea discontinua y cuadro (rojo)	$2.27 \pm 0.31$	Segundo
	Línea discontinua y cuadro (azul)	$2.27 \pm 0.31$	Primer
	Línea discontinua y circulo (rojo)	$2.36 \pm 0.31$	Segundo
	Línea discontinua y circulo (azul)	$2.36 \pm 0.31$	Primer
	Línea continua y estrella (rojo)	$2.63 \pm 0.33$	Segundo
	Línea continua y estrella (azul)	$2.63 \pm 0.33$	Primer
	Línea continua y triangulo (rojo)	$3.21 \pm 0.39$	Segundo
	Línea continua y triangulo (azul)	$3.21 \pm 0.39$	Primer
	Línea continua y cuadro (rojo)	$3.67 \pm 0.44$	Segundo
	Línea continua y cuadro (azul)	$3.67 \pm 0.44$	Primer
	Línea continua y circulo (rojo)	$3.79 \pm 0.45$	Segundo
	Línea continua y circulo (azul)	$3.79 \pm 0.45$	Primer

Tabla 4.4. Aluminio. Notación para las Figuras 4.22, 4.24 y 4.26.

Tipo de línea	Descripción	Fluencia ( $J/cm^2$ )
	Línea discontinua y estrella (rojo)	$1.86 \pm 0.30$
	Línea discontinua y estrella (rojo)	$2.33 \pm 0.34$
	Línea discontinua y cuadro (rojo)	$2.54 \pm 0.35$
	Línea discontinua y cuadro (rojo)	$3.46 \pm 0.45$
	Línea continua y estrella (azul)	$3.61 \pm 0.46$
	Línea continua y estrella (azul)	$3.70 \pm 0.46$
	Línea continua y cuadro (azul)	$3.87 \pm 0.47$
	Línea continua y cuadro (azul)	$4.10 \pm 0.49$

En la Figura 4.21 se grafica el tiempo del máximo en función de la distancia a la sonda para el blanco de grafito, se observa que están claramente separados los tiempos de arribo del máximo de cada pico, y

parece tener un comportamiento lineal a todas las distancias y energías de fluencias usadas. Por otro lado si se grafica el tiempo del máximo en función de la distancia a la sonda para el aluminio (Figura 4.22) parece no tener un comportamiento lineal, sino que éste es creciente con la distancias, lo que implicaría que la expansión de la pluma se está deteniendo.

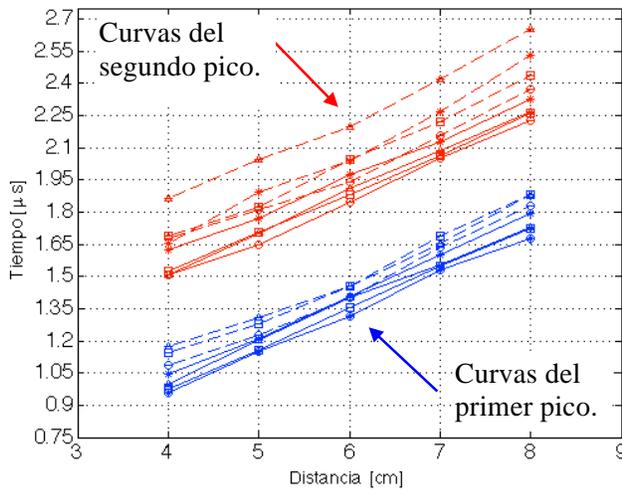


Figura 4.21. Grafito. Curvas de tiempo del máximo de  $T_e$  en función de la distancia a la sonda. Se ve claramente una separación en tiempos de ambos picos.

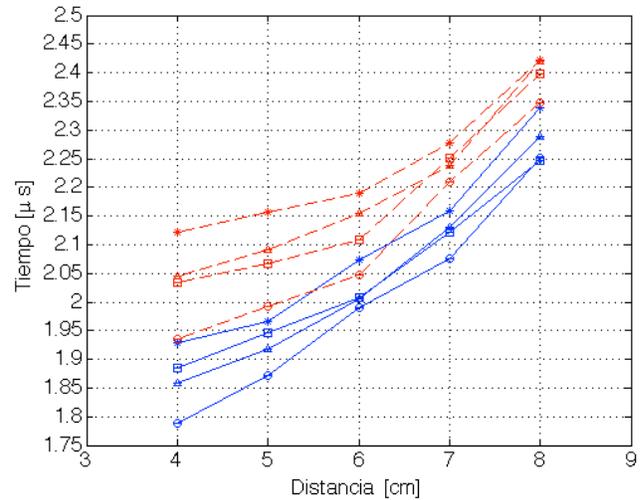


Figura 4.22. Aluminio. Curvas de tiempo del máximo de  $T_e$  en función de la distancia a la sonda. Se observa una desaceleración de la pluma.

Darí la impresión de que en la Figura 4.23, en donde se grafica la velocidad del plasma para el blanco de grafito en función de la distancia de la sonda, que ambos picos tienen la misma velocidad y aparentemente constante. Esto significaría que la pluma viaja a una velocidad constante, dentro del intervalo de distancias en el que se está midiendo. Por otro lado si se grafica lo mismo pero para el blanco de aluminio (Figura 4.24) se observa que la pluma se está desacelerando.

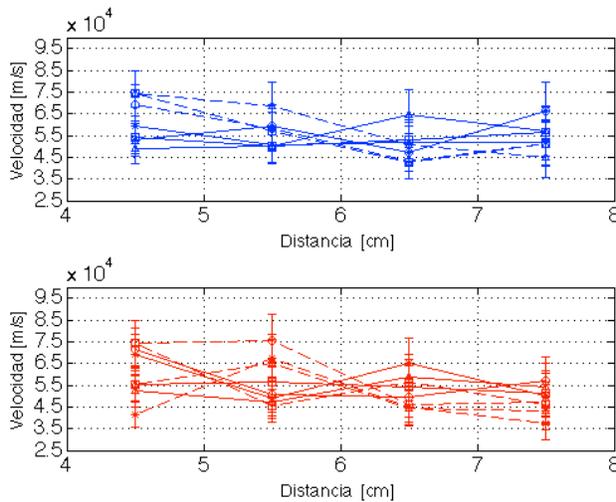


Figura 4.23. Grafito. Curvas de velocidad del plasma en función de la distancia de la sonda. (gráfica superior) primer pico y (gráfica inferior) segundo pico.

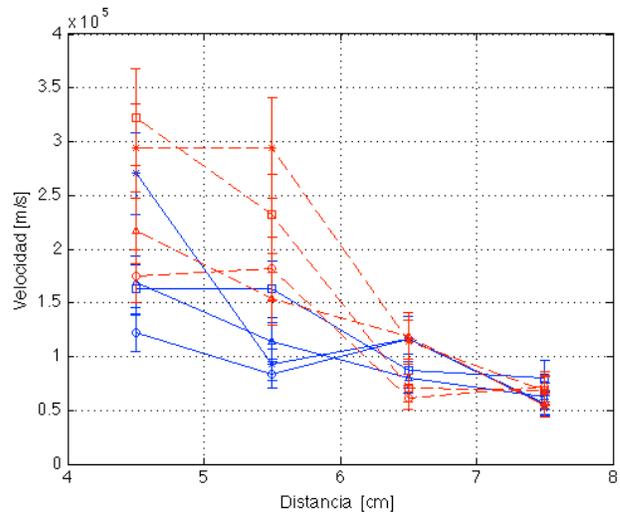


Figura 4.24. Aluminio. Curvas de velocidad del plasma en función de la distancia de la sonda

Para las gráficas de las Figuras 4.23 y 4.24, las velocidades calculadas corresponden a las velocidades medias entre cada intervalo de distancia, es decir, se utilizó la ecuación (4.2).

$$v_{i,i+1} = \frac{\Delta d}{\Delta t} = \frac{d_{i+1} - d_i}{t_{i+1} - t_i} \quad (4.2)$$

donde  $v_{i,i+1}$  es la velocidad media entre los puntos  $d_i$  y  $d_{i+1}$ , en el intervalo de tiempo  $t_i$  y  $t_{i+1}$ .

Aparentemente, en la Figura 4.25 ambos picos tienen la misma energía cinética, la que parece ser constante, lo que significaría que la pluma viaja a una energía constante, dentro del intervalo de distancias considerados. Por otra parte, que en la Figura 4.26 la pluma del aluminio está perdiendo energía a medida que avanza.

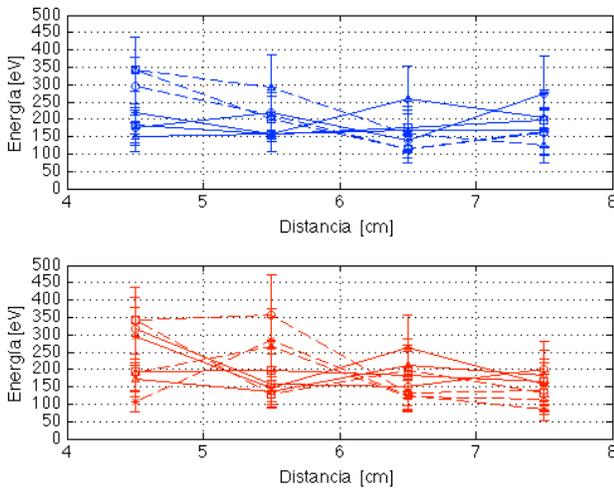


Figura 4.25. Grafito. Curvas de energía cinética en función de la distancia de la sonda. (gráfica superior) primer pico y (gráfica inferior) segundo pico.

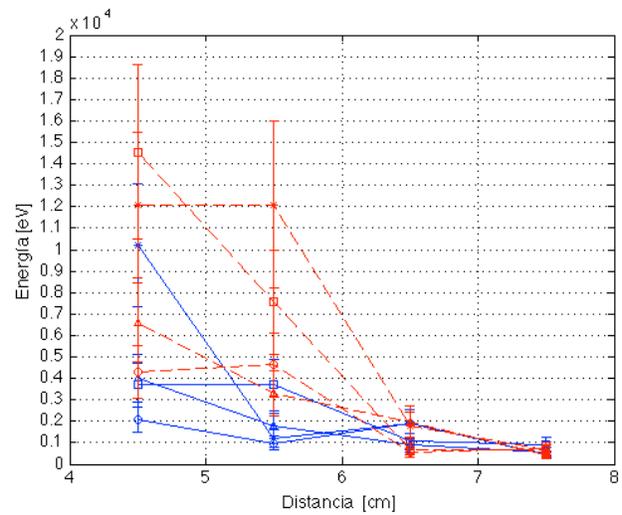


Figura 4.26. Aluminio. Curvas de energía cinética en función de la distancia de la sonda

Para las gráficas de las Figuras 4.25 y 4.26, las energías cinéticas se calculan usando la ecuación (4.3).

$$E_{i,i+1} = \frac{1}{2}mv_{i,i+1}^2 \quad (4.2)$$

donde  $E_{i,i+1}$  es la energía cinética calculada con la velocidad media, y  $m$  es la masa del ión (masa del carbón o aluminio, según sea el caso).

## 4.2.2 Mediciones con la sonda triple (modo de corriente)

Los resultados obtenidos para ambos blancos (grafito y aluminio) en el modo de corriente se muestran en el orden de la Tabla 4.5. La manera en la que se presentan las gráficas es la misma que se explica al inicio de la Sección 4.2.1. Para las curvas de corriente de la sonda 1 ( $I_1$ ), corriente de la sonda 2 ( $I_2$ ) y corriente de la sonda 3 ( $I_3$ ), sólo se muestran ejemplos representativos de  $1.98 \text{ J/cm}^2$  para ambos blancos (grafito y aluminio).

Tabla 4.5. Orden de presentación de los gráficos para el grafito y el aluminio. En el modo de corriente.			
Grafito		Aluminio	
Descripción	Figura	Descripción	Figura
Corriente de la sonda 1 ( $I_1$ )	4.27(a)	Corriente de la sonda 1 ( $I_1$ )	4.28(a)
Corriente de la sonda 2 ( $I_2$ )	4.27(b)	Corriente de la sonda 2 ( $I_2$ )	4.28(b)
Corriente de la sonda 3 ( $I_3$ )	4.27(c)	Corriente de la sonda 3 ( $I_3$ )	4.28(c)
Temperatura electrónica ( $T_e$ )	4.29	Temperatura electrónica ( $T_e$ )	4.30
Densidad electrónica ( $n_e$ )	4.31	Densidad electrónica ( $n_e$ )	4.32

De los resultados se puede observar que las temperaturas electrónicas (para ambos blancos) son mayores que las obtenidas en el modo de voltaje. Sin embargo, el error de las temperaturas en el modo de corriente es muy grande, debido al error acumulado al integrar las señales de las bobinas de Rogowski. Además las curvas de temperatura tienen problemas al inicio y final de la señal (Figuras 3.29 y 4.30). La explicación de esta se da en la Sección 2.4.1, es decir, el comportamiento de la razón de las corriente  $(I_1-I_2)/(I_1-I_3)$  es la responsable del comportamiento de las curvas de temperatura. Cabe mencionar que la densidad electrónica medida para el blanco de grafito, en ambos modos (voltaje y corriente) son del mismo orden de magnitud y como en el caso del modo de voltaje se observa el comportamiento de los dos picos en el grafito y sólo un pico para el aluminio. Sin embargo, para el blanco de aluminio la densidad electrónica es de dos ordenes de magnitud más bajo en el modo de corriente que en el modo de voltaje, esto se puede atribuir al error acumulado de las mediciones.

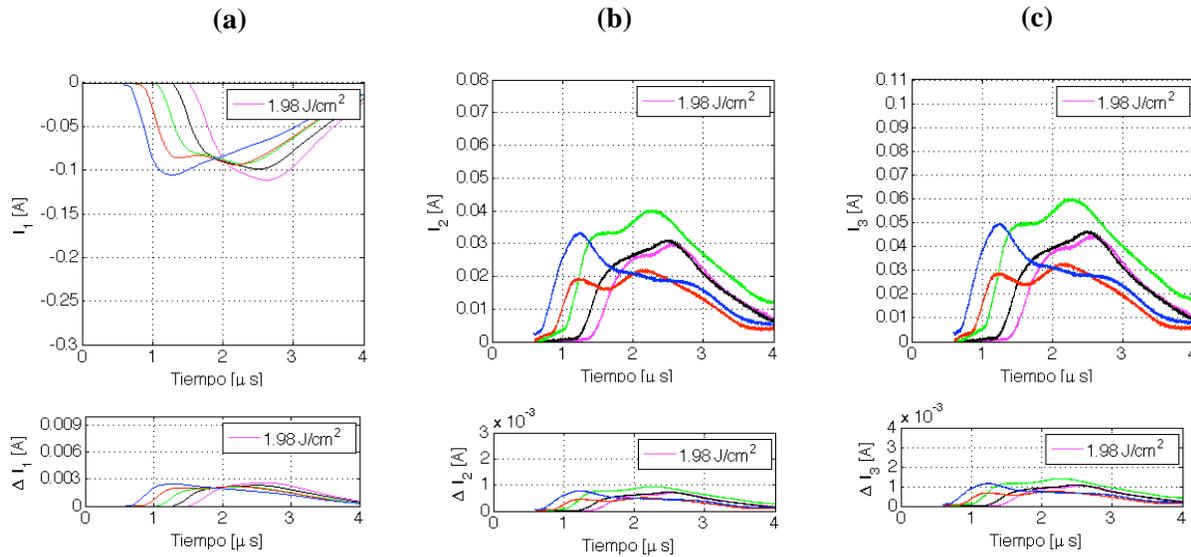


Figura 4.27. Curvas para grafito, modo de corriente. (a) Curvas de corriente de la sonda 1 ( $I_1$ ), (b) corriente de la sonda 2 ( $I_2$ ), (c) corriente de la sonda 3 ( $I_3$ ). Debajo de cada gráfica se encuentra el error de cada curva.

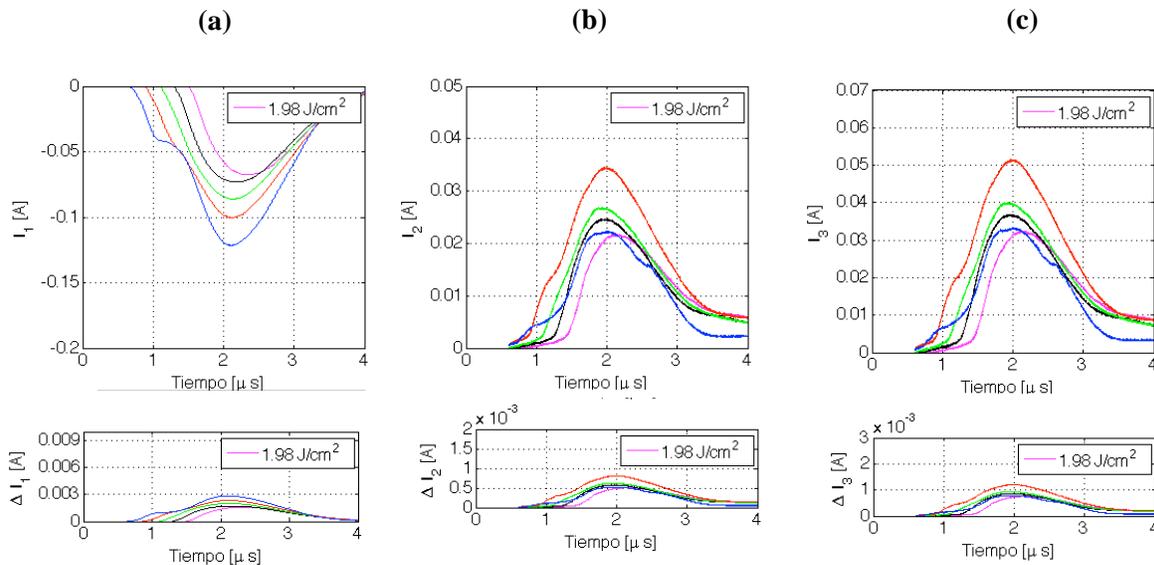


Figura 4.28. Curvas para aluminio, modo de corriente. (a) Curvas de corriente de la sonda 1 ( $I_1$ ), (b) corriente de la sonda 2 ( $I_2$ ), (c) corriente de la sonda 3 ( $I_3$ ). Debajo de cada gráfica se encuentra el error de cada curva.

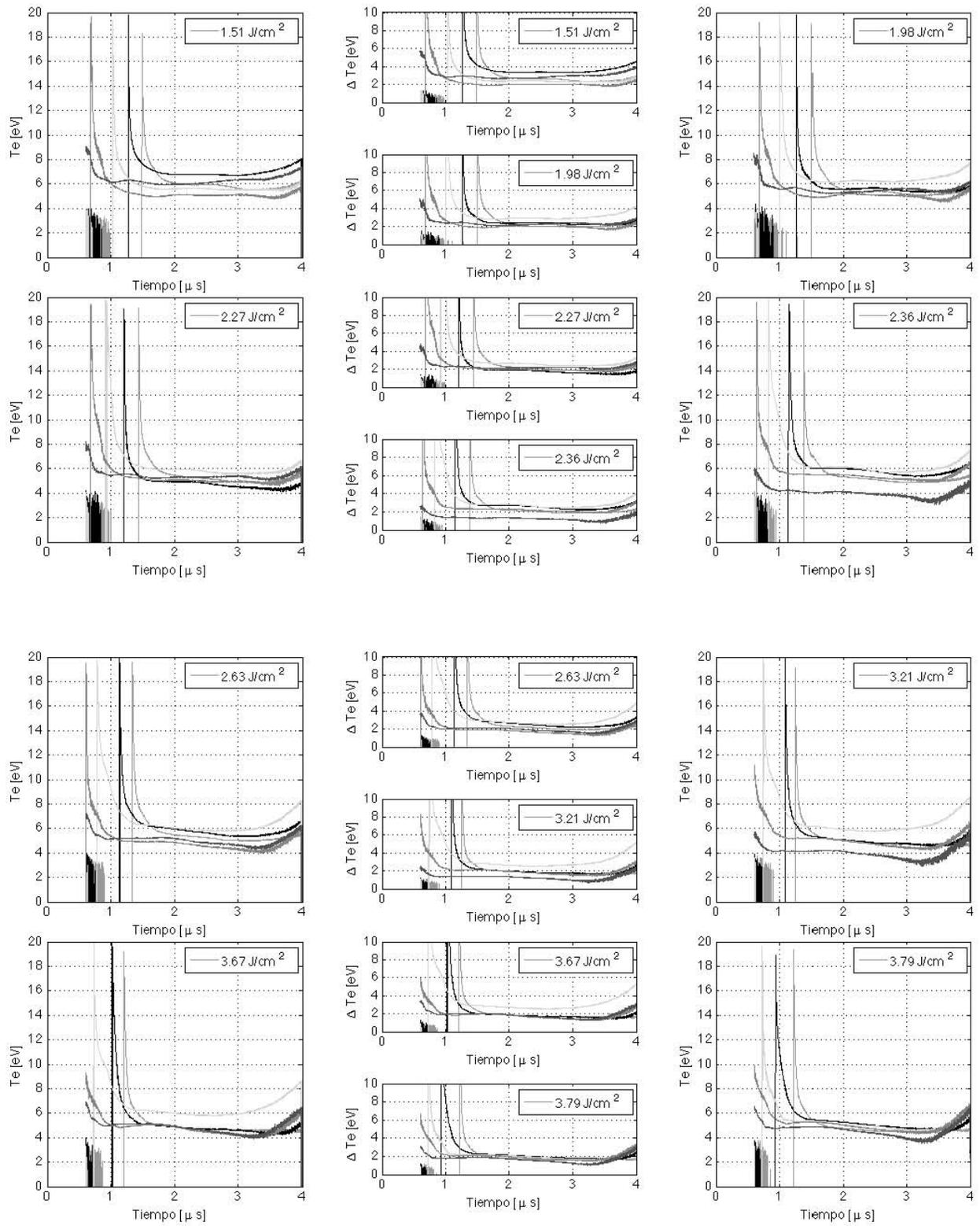


Figura 4.29. Blanco de grafito, modo de corriente. Curvas de temperatura electrónica ( $T_e$ ) en función del tiempo.

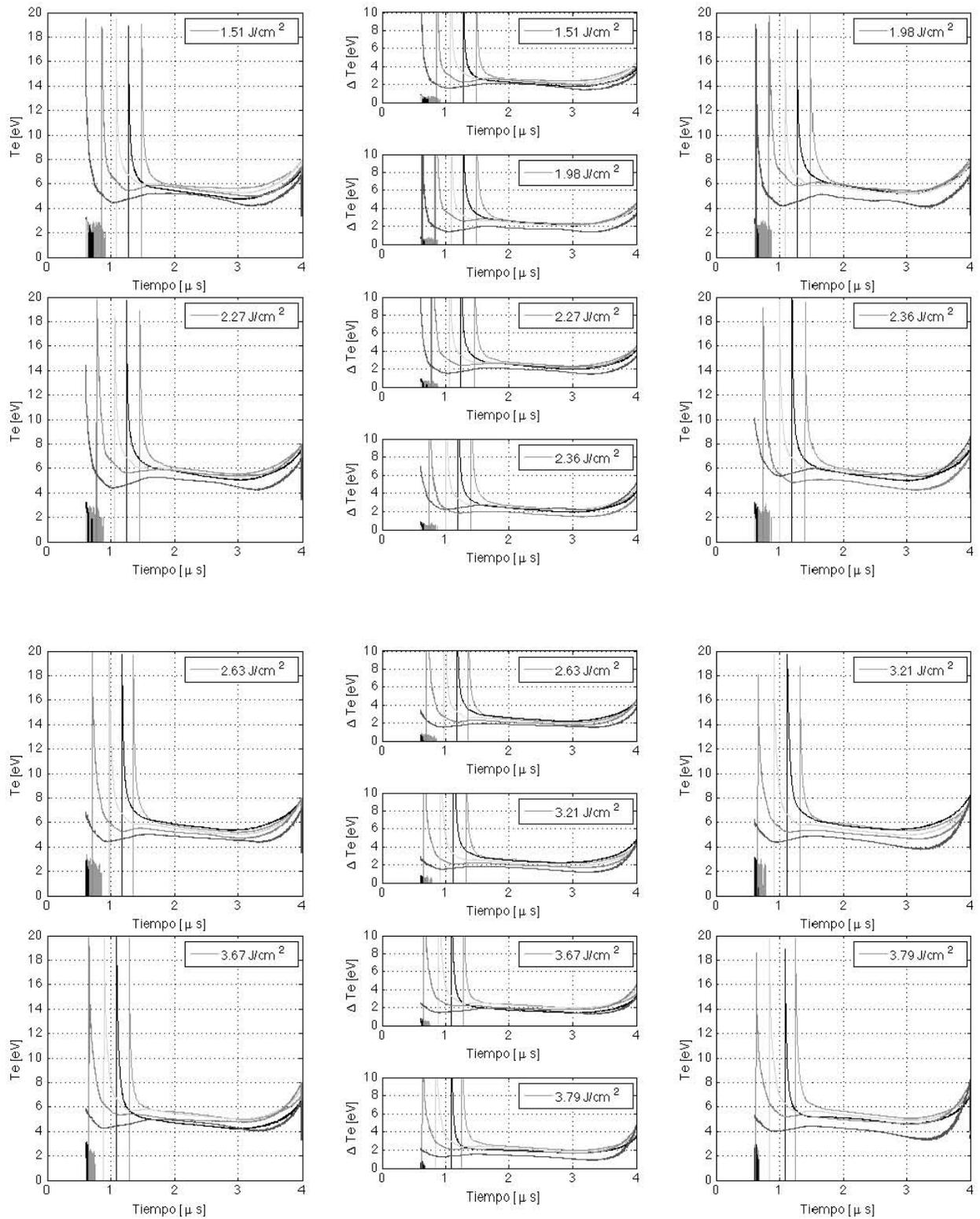


Figura 4.30. Blanco de aluminio, modo de corriente. Curvas de temperatura electrónica ( $T_e$ ) en función del tiempo.

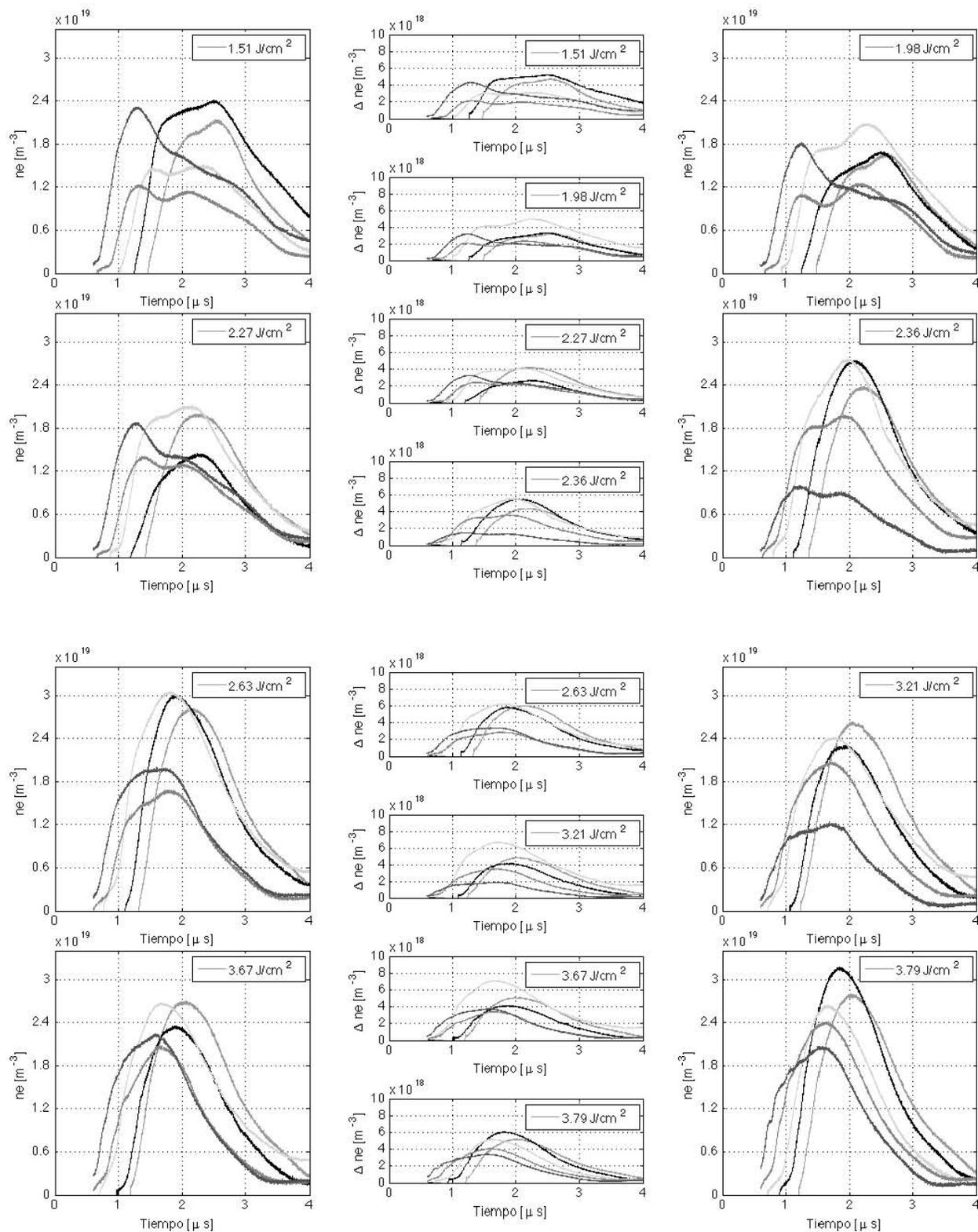


Figura 4.31. Blanco de grafito, modo de corriente. Curvas de densidad electrónica ( $T_e$ ) en función del tiempo.

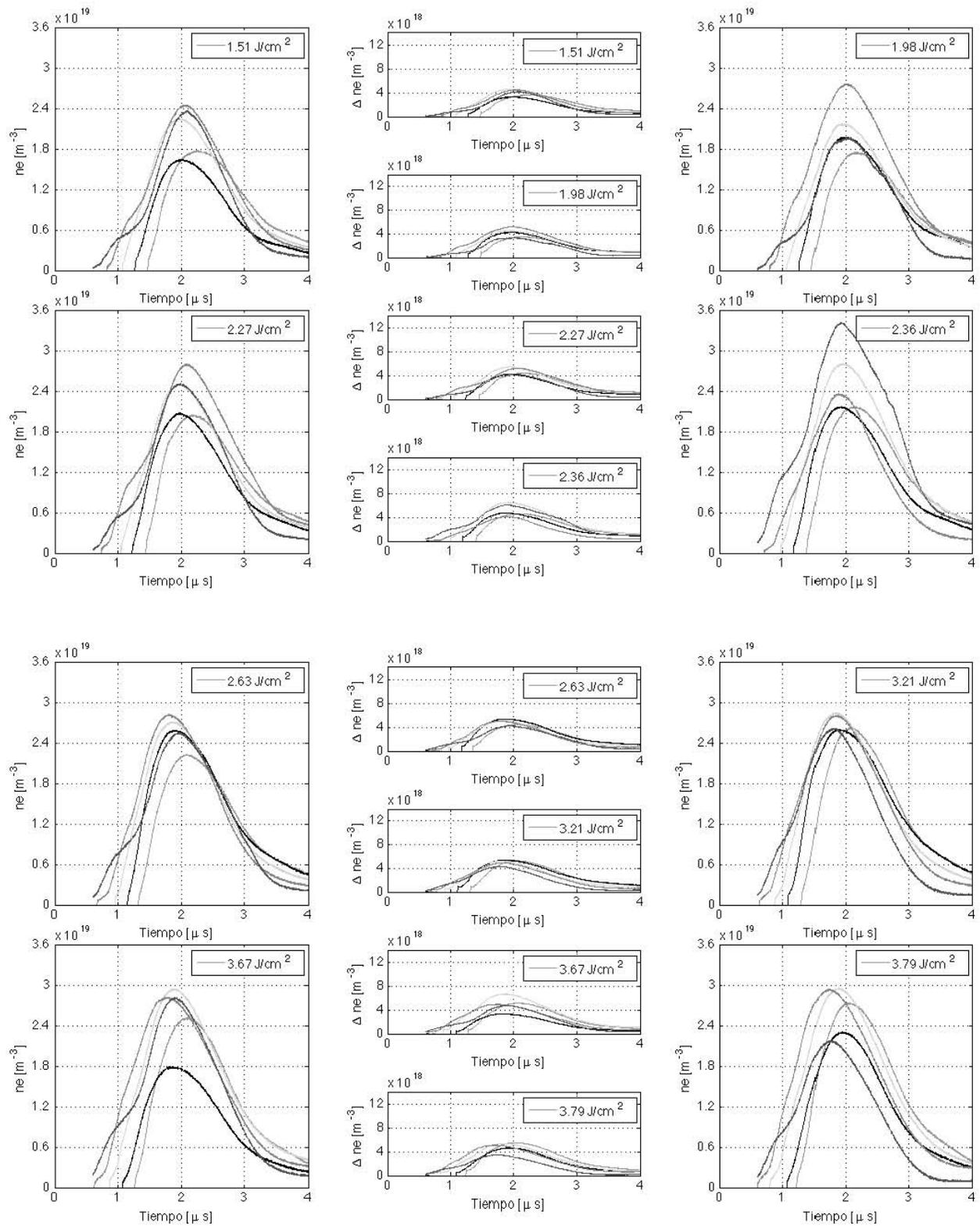


Figura 4.32. Blanco de aluminio, modo de corriente. Curvas de densidad electrónica ( $T_e$ ) en función del tiempo.

## 4.2.3 Doble distribución en la pluma de grafito

Para explicar el doble pico que se observa en el blanco de grafito se hizo un análisis más extendido en distancias (de 1cm a 14 cm) usando el modo de voltaje, con una fluencia de  $2.30 \pm 0.13 \text{ J/cm}^2$ . El orden de los resultados obtenidos se muestran en la Tabla 4.6.

Tabla 4.6. Grafito. Orden de presentación de los gráficos para el blanco de grafito.	
Descripción	Figura
Voltaje entre la sonda 1 y 2 ( $V_{12}$ )	4.33
Voltaje entre la sonda 1 y 3 ( $V_{13}$ )	4.34
Corriente entre la sonda 1 y 3	4.35
Temperatura electrónica ( $T_e$ )	4.36
Densidad electrónica ( $n_e$ )	4.37
Integral de las curvas de densidad electrónica	4.38
Tiempo resuelto en el espectro de emisión óptica <sup>[4.3]</sup>	4.39
Curvas de tiempo de vuelo de la corriente de iones <sup>[4.3]</sup>	4.40
Tiempo del máximo de $T_e$ en función de la posición de la sonda	4.41
Velocidad del plasma en función de la distancia de la sonda	4.42
Energía cinética en función de la posición de la sonda	4.43
Energía cinética en función de la posición de la sonda <sup>[4.3]</sup>	4.44

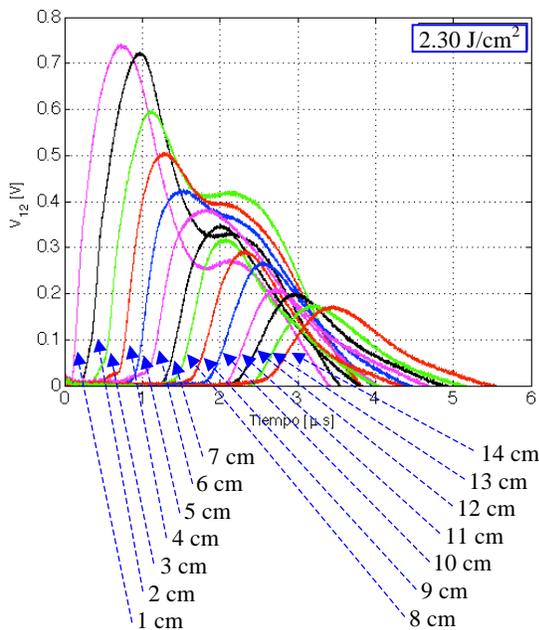


Figura 4.33. Grafito. Curvas de  $V_{12}$  en función del tiempo.

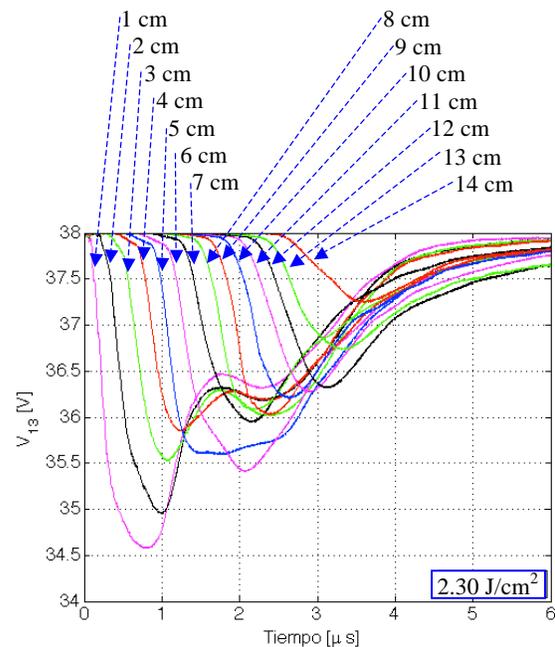


Figura 4.34. Grafito. Curvas de  $V_{13}$  en función del tiempo.

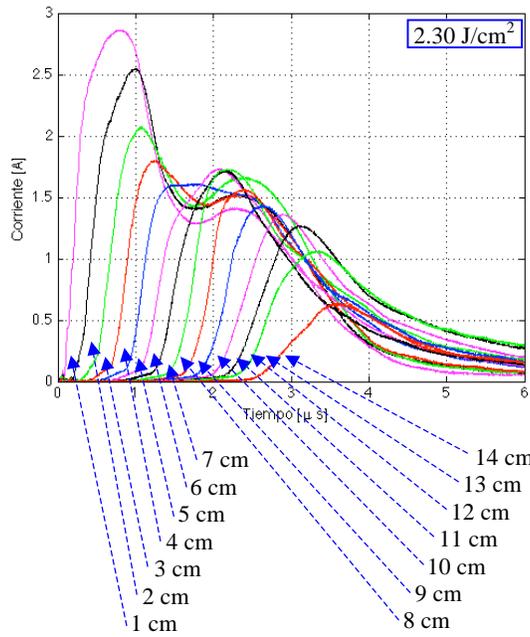


Figura 4.35. Grafito. Curvas de corriente en función del tiempo.

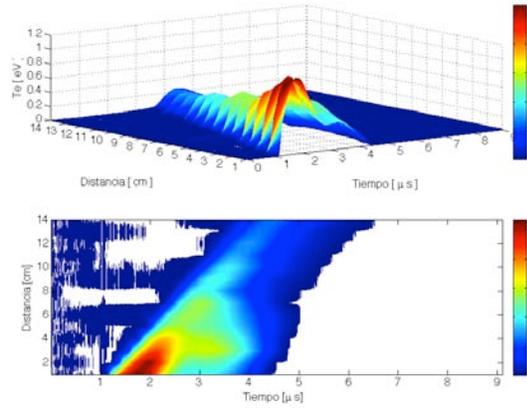
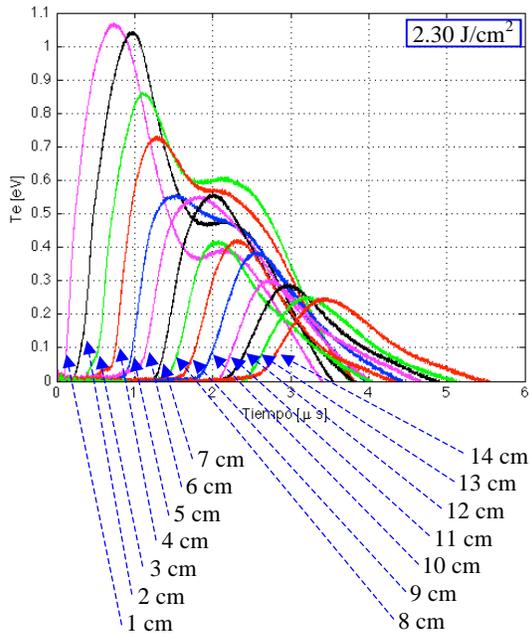


Figura 4.36. Grafito. (Izquierda) Curvas de temperatura electrónica en función del tiempo, (derecha) superficie y proyección de la curvas de temperatura electrónica en función del tiempo.

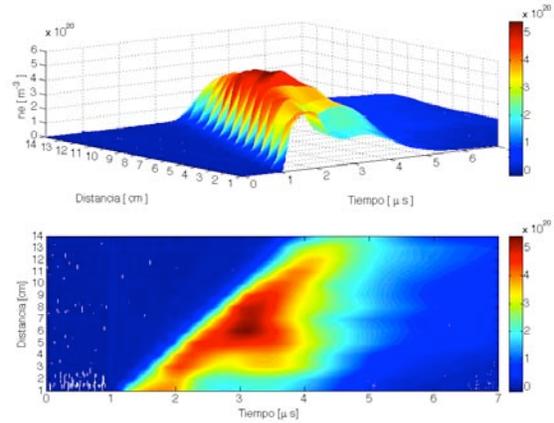
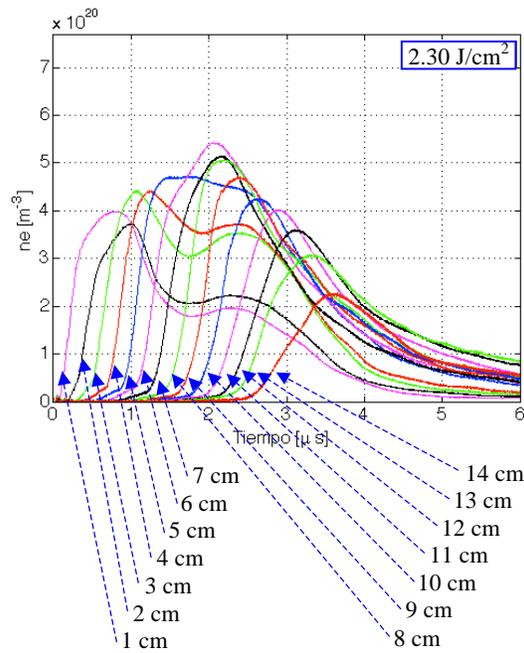


Figura 4.37. Grafito. (Izquierda) Curvas de densidad electrónica en función del tiempo, (derecha) superficie y proyección de las curvas de densidad electrónica en función del tiempo.

Se calculó la integral de las curvas de densidad electrónica (Figura 4.37), para conocer la densidad total del plasma. Para calcular las integrales, primero se hizo un ajuste por una doble gaussiana y los límites de estas integrales se tomaron entre  $(b_1 - c_1)$  a  $(b_2 + c_2)$ , donde  $b_1$  ( $b_2$ ) es el valor esperado de la primer (segunda) gaussiana y  $c_1$  ( $c_2$ ) es la desviación estándar de la primer (segunda) gaussiana. Para más detalles, ver la Sección 4.2.1.

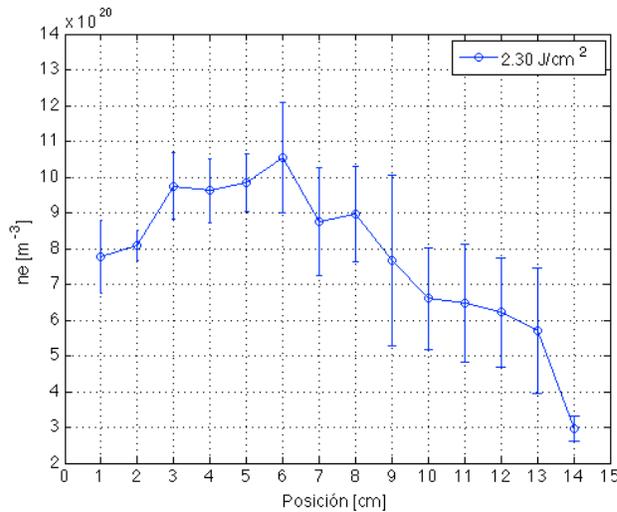


Figura 4.38. Grafito. Integral de las curvas de densidad electrónica. La integral se hizo entre  $(b_1 - c_1)$  a  $(b_2 + c_2)$ .

Se puede apreciar claramente en la Figura 4.38 que la densidad electrónica tiene inicialmente un comportamiento creciente hasta la posición de 6 cm, y después empieza a decrecer.

La aparición de dos picos en la señal se puede explicar debido al mecanismo de la Sección 1.4.2.1. Experimentalmente<sup>[4.3]</sup> se ha observado la existencia de dos especies de carbón:  $C^+$  y  $C^{2+}$ , cuyas líneas de emisión son (283,66, 290,6, 299,2 y 426,65 nm) y (406,89 y 418,66 nm), respectivamente (Figura 4.39). Un reporte en donde se pueden ver resultados semejantes es en la referencia [4.3]. En dicho trabajo se utilizó un láser de Nd: YAG con emisión en la línea fundamental, con una salida de energía máxima de 150 mJ. Utilizando una sonda circular plana de Langmuir (de 3mm de diámetro) se hicieron mediciones, a lo largo del eje de propagación de la pluma, de 6 a 15 cm. A un voltaje de polarización de -30 V (Figura 4.40).

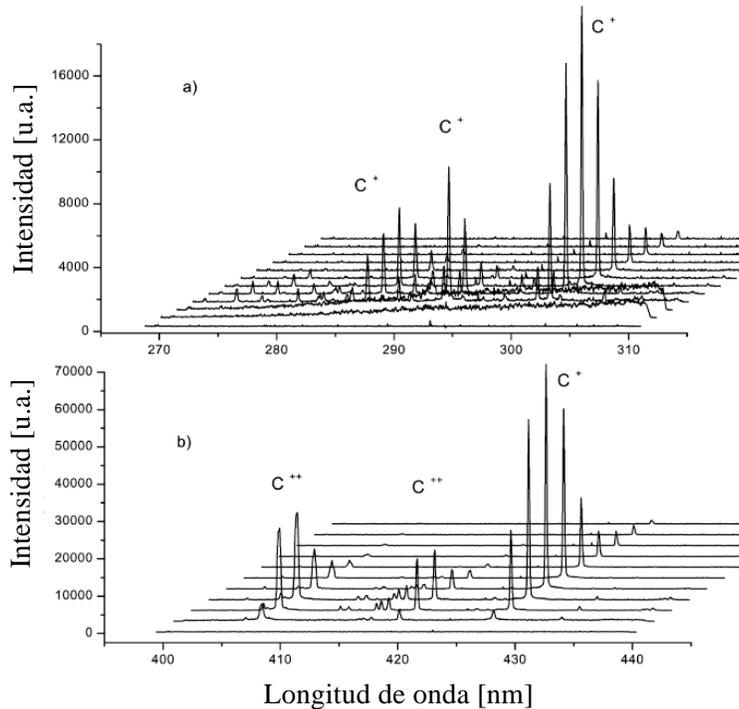


Figura 4.39. Tiempo resuelto en el espectro de emisión óptica, para las dos regiones espectrales de emisión de plasma donde fue detectado. En ambos casos las condiciones experimentales fueron: intervalo de tiempo entre los espectros de 50 ns, fluencia del láser  $6 \text{ J/cm}^2$ , distancia del objetivo 0.5 cm y la presión de trabajo  $1 = 10^{-3} \text{ Pa}$ .<sup>[4.3]</sup>

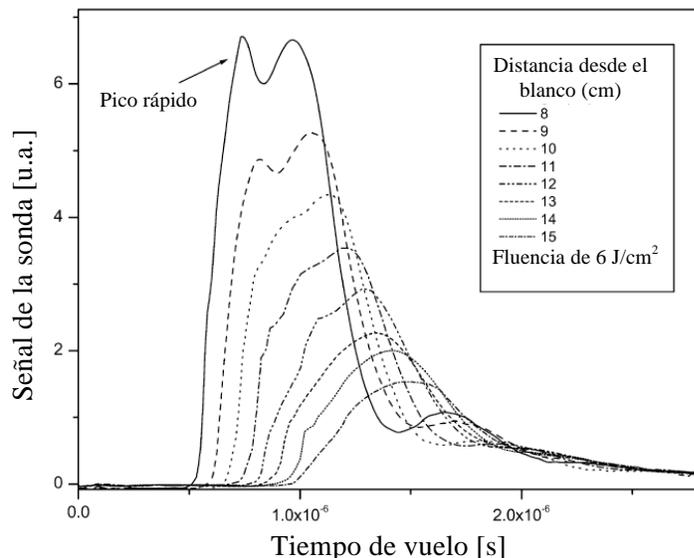


Figura 5.40. Curvas de tiempo de vuelo de la corriente de iones detectados con la sonda circular plana de Langmuir.<sup>[4.3]</sup>

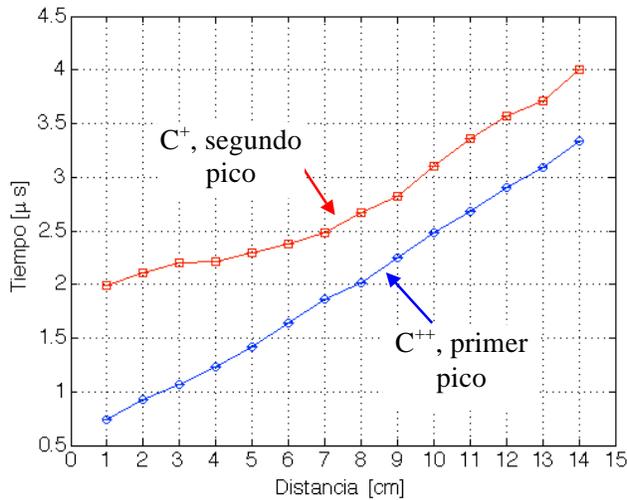


Figura 4.41. Grafito. Curvas de tiempo del máximo de  $T_e$  en función de la posición de la sonda.

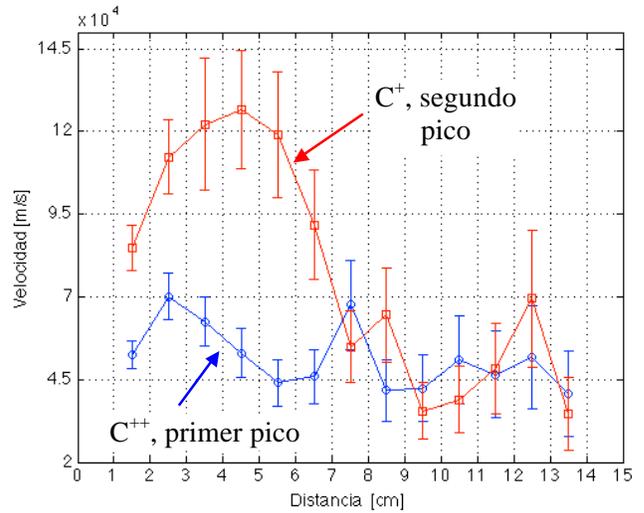


Figura 4.42. Grafito. Curvas de velocidad del plasma en función de la distancia de la sonda.

Según la teoría de la Sección 1.4.2.1, se genera un mecanismo de aceleración en el interior del plasma debido a la violación de la condición de la cuasi-neutralidad, lo que conduce a la formación de un campo eléctrico, y por lo tanto conduce a una aceleración de los iones. En la Figura 4.41 se grafica el tiempo del máximo de  $T_e$  en función de la posición de la sonda y en la Figura 4.52, y se observa cómo el primer pico (línea inferior) no muestra un cambio demasiado abrupto a lo largo de la trayectoria. Sin embargo, el segundo pico tiene claramente una aceleración en los primeros 5 cm de distancia y después comienza a desacelerarse lo que implica que ambas distribuciones empiezan a combinarse en un solo plasma que viaja a una sola velocidad.

Por último se tienen energías cinéticas de los iones (Figura 4.43) comparables con mediciones reportadas<sup>[4.3]</sup> (Figura 4.44), y en la Figura 4.43 se aprecia nuevamente la aceleración y desaceleración del segundo pico.

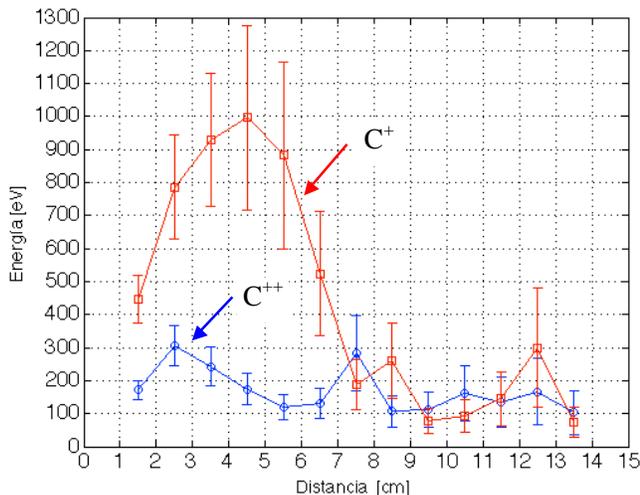


Figura 4.43. Grafito. Curvas de energía cinética en función de la posición de la sonda.

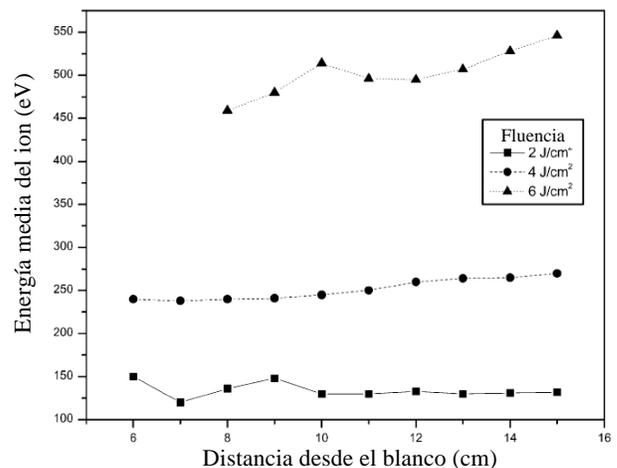


Figura 4.44. Energía cinética de iones como una función de la distancia desde el objetivo para diferentes valores de fluencia del láser.<sup>[4.3]</sup>

# Capítulo 5

## Conclusiones

Usando sondas de Langmuir simples y triples se caracterizaron dos blancos distintos, grafito y aluminio. De las mediciones con la sonda simple (para ambos blancos) se obtuvieron las curvas características, temperatura electrónica ( $T_e$ ), de densidad electrónica ( $n_e$ ) y densidad iónica ( $n_i$ ), para tiempos de  $0.8\mu\text{s}$  y  $3.0\mu\text{s}$ , en pasos de  $0.2\mu\text{s}$ . Comparando las temperaturas electrónicas se observa que el error es muy grande para ambos blancos. Este error lo podemos atribuir al ajuste que se hace para calcular la pendiente en las curvas de  $\ln(I)$ . Por otro lado, el error para calcular la densidad electrónica es mucho mayor, desde el hecho de que no fue posible definir una corriente electrónica de saturación y en este caso es necesario definir algún otro criterio. Por el contrario, definir la corriente de saturación iónica es sencillo y por lo tanto se pudo calcular la densidad de iones sin mayor problema. Las densidades iónicas para ambos blancos tienen comportamientos diferentes. Mientras el blanco de grafito muestra dos distribuciones (dos picos), el blanco de aluminio solamente muestra una distribución (un pico). El comportamiento del doble pico, del blanco de grafito, se puede explicar por la generación de dos especies diferentes de iones, como se explica en la Sección 1.4.2.1. Por último se observa que las densidades iónicas, de ambos blancos, difieren en un orden de magnitud (la densidad iónica del aluminio es mayor que para el grafito), esto indica que el acoplamiento entre el láser y cada uno de los blancos es diferente, lo que significa que se desprende más aluminio que grafito en cada disparo.

De las mediciones usando la sonda triple, tanto en modo de voltaje como de corriente se obtuvieron resultados de la evolución de la temperatura electrónica ( $T_e$ ), de densidad electrónica ( $n_e$ ), velocidad del plasma y energía cinética. Sin embargo, los resultados para cada modo difieren bastante. La temperatura electrónica, medida con el modo de voltaje, da valores razonables para este tipo de plasma, e incluso la forma de la señal deja al descubierto que existe una doble distribución en el blanco de grafito. En el modo de corriente por otra parte, la temperatura electrónica toma valores más altos, aproximadamente por un factor de 6. Esto se puede atribuir a que el error experimental es más alto que en el modo de voltaje. También, la forma de las señales tiene problemas en las colas (al inicio y al final de la señal), es decir, el cálculo de la temperatura diverge en estas regiones. Una explicación de este comportamiento es debido a la razón de las corrientes  $(I_1 - I_2)/(I_1 - I_3)$ , la cual diverge o no está bien definida cuando su valor es mayor a la unidad o muy cercano a cero (ver Sección 2.4.1), respectivamente, y es justamente en las colas de las señales cuando se presentan estos problemas.

Las densidades electrónicas para el blanco de grafito medidas con el modo de voltaje ( $\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) difieren un orden de magnitud ante las medidas con la sonda simple ( $\sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), mientras que para el blanco de aluminio son del mismo orden de magnitud ( $\sim 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ). Se tiene que volver a mencionar en este punto que el error de las densidades electrónicas son muy altas, en el caso de la sonda simple. Por otro lado, las densidades electrónicas, para el blanco de grafito, medidas con el modo de corriente ( $\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) difieren de un orden de magnitud de la medida con la sonda simple ( $\sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), pero para el blanco de aluminio ( $\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) difiere de dos ordenes de magnitud de lo medido con la sonda simple ( $\sim 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ). Esta discrepancia tan grande en las densidades del aluminio para el modo de corriente se

puede explicar debido a la gran cantidad de fuentes de error en este modo, y al criterio tomado para calcular la saturación electrónica en las curvas características de la sonda simple. Por otra parte, en el caso del blanco de grafito la sonda triple concuerda en orden de magnitud para ambos modos ( $\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ).

Para comprender mejor la evolución del plasma del blanco de grafito, se extendió el análisis usando la sonda triple en el modo de voltaje; se tomaron mediciones entre 1cm y 14cm de distancia desde el blanco a la sonda, en pasos de 1 cm. Esto reveló que efectivamente la pluma está formada por al menos dos iones distintos (posiblemente de  $\text{C}^+$  y  $\text{C}^{++}$ ), y que existe una aceleración de la distribución más lenta ( $\text{C}^+$ ) en los primeros 6 cm, lo que implica que existe una violación de la cuasi-neutralidad del plasma y es hasta después de 6 cm cuando ambas distribuciones viajan como una sola.

De la integración de las curvas de densidad electrónica (Figura 4.37) se obtiene la curva de la Figura 4.38, la cual revela otro comportamiento distinto. Al inicio la densidad tiene un comportamiento creciente y después de los 6 cm es decreciente. Hay dos posibles explicaciones: la primera es que efectivamente la densidad de electrones crezca, aún después de que el plasma ya esta viajando y ya no hay energía externa que pueda ionizar a las moléculas. Pero para darle validez a esta explicación, es necesario otro tipo de estudios, como la espectroscopia óptica para ver si existe un crecimiento de la densidad iónica y por lo tanto en la densidad electrónica. La segunda explicación, si consideramos que todos los electrones (provenientes de moléculas ionizadas) de la pluma son generados debido al pulso láser y una vez que la pluma está viajando no se generan más electrones para ser colectados por la sonda, entonces la densidad electrónica siempre debería de decrecer con la distancia. Sin embargo, debido al comportamiento creciente, esto implicaría que la sonda no esta colectado toda la densidad electrónica. Esto puede tener sentido ya que una de las condiciones para usar una sonda electrostática es que se encuentre inmersa en su totalidad en el plasma, y posiblemente a distancias menores a 6 cm (como en este caso) la pluma no cubre por completo a la sonda, lo que se traduce como menos colección de electrones; es decir, menos densidad electrónica.

Por último, se midieron las evoluciones de las velocidades y energías de los iones, de la doble distribución, las cuales están en concordancia con trabajos publicados (referencia [4.3]). Además, se sabe que en la deposición de películas usando un blanco de grafito, se obtienen mejores resultados (película de mejor calidad) a distancias mayores a 6 cm. Esto se puede explicar con los resultados obtenidos en este trabajo de tesis, ya que posiblemente la existencia de dos distribuciones distintas hace que la película depositada no se forme adecuadamente.

Las dos técnicas (sonda simple y sonda triple) descritas en este trabajo son capaces de dar gran información y detalles de un plasma producido por ablación láser. Sin embargo, se observa que la técnica que posiblemente describe mejor a este plasma, es decir, en un tiempo menor, un análisis más simple y mejores resultados, es la sonda triple en el modo de voltaje.

La sonda simple tiene serios problemas ya que depende directamente de la construcción de la curva característica (corriente en función del voltaje), y el problema más grande para esto es la necesidad de una gran cantidad de disparos. Al hacer una gran cantidad de disparos, no garantiza que el plasma que se mide sea siempre el mismo, no porque cambie el plasma, sino porque es posible que la sonda se ensucie por la misma pluma por ablación láser. Después de todo, el propósito de generar esta pluma es usarla para depositar películas delgadas. Otro problema, es el análisis de la curva característica, ya que es necesario construir esta curva a distintos tiempos si se desea conocer la evolución de los parámetros del plasma, y el análisis se vuelve más extenso.

Por otro lado, la sonda triple demostró tener varias ventajas sobre la sonda simple, tales como:

1. No requiere la construcción de la curva característica,
2. No necesita gran cantidad de disparos para la adquisición de las señales,
3. El punto anterior implica que el tiempo necesario para la adquisición es bajo. Por ejemplo, para la adquisición de las señales usando la sonda simple es necesario alrededor de 1 hora, mientras que para la sonda triple, se requiere alrededor de 1 minuto (sin tomar en cuenta el montaje de ambas sondas),
4. Puede caracterizar la evolución del plasma y sólo esta limitado a la resolución del sistema de adquisición de datos (osciloscopio).

El modo de corriente en la sonda triple está diseñado para no ser susceptible al ruido electromagnético. Sin embargo, en estos ambientes de plasma por ablación láser, el ruido electromagnético es muy bajo en comparación con otros tipos de plasmas (por ejemplo el plasma focus, plasmas producidos por radiofrecuencias, etc.) así que no es posible decir algo más al respecto.

El modo de voltaje demostró tener dos ventajas sobre el modo de corriente. La primera es la facilidad con la que pueden adquirir los datos, ya que para usar el modo de corriente fue necesario usar bobinas de Rogowski, para garantizar medidas simultáneas de corriente. Al analizar estas señales el error crece. La segunda ventaja aparece al momento de analizar las señales, ya que el modelo de modo de corriente se tiene que restringir, como se menciona en la Sección 2.4.1, mientras que el modelo del modo de voltaje es más simple de resolver. Es decir, estas ventajas son claras al observar los errores de las curvas de  $T_e$  y  $n_e$ .

Algunas posibilidades para un trabajo futuro son: diseñar y construir un sistema móvil computarizado para la sonda triple, de modo que se pueda colocar a distintas posiciones y ángulos (con respecto al vector de dirección de la pluma), con el fin de caracterizar al plasma por ablación láser en distintos puntos del espacio. Esta caracterización nos daría más información sobre la forma que tiene la pluma; es decir, se podría reconstruir en 3D, y saber las distribuciones de temperatura y densidad electrónica. Otro posible trabajo, es buscar los límites de aplicabilidad de la sonda triple con gases de fondo. Esto surge del hecho de que ciertas películas por ablación láser requiere que haya un gas de fondo con diferentes presiones.

# Apéndice A.1

## Derivación de la distribución de la energía de los electrones en términos del $V_{sonda}$

Tomando una distribución de partículas lejos de la sonda como:

$$f(E) = f\left(\frac{1}{2}mv^2\right), \quad (A1.1)$$

en el espacio de las velocidades, el número de electrones por unidad de volumen desde  $v$  a  $v + dv$ , está dado por:

$$f\left(\frac{1}{2}mv^2\right)4\pi v^2 dv. \quad (A1.2)$$

El número de electrones que se mueve en la dirección desde  $\theta$  a  $\theta + d\theta$  y  $\phi$  a  $\phi + d\phi$  es:

$$f\left(\frac{1}{2}mv^2\right)v^2 \sin\theta d\theta d\phi dv. \quad (A1.3)$$

La componente de la velocidad en la dirección de la sonda es  $v\cos\theta$ . Tomando el área de la sonda como  $\delta A_p$ , entonces la corriente de electrones que golpean la superficie de la sonda por segundo entre  $v$  a  $v + dv$ ,  $\theta$  a  $\theta + d\theta$  y  $\phi$  a  $\phi + d\phi$  es:

$$\begin{aligned} I_e &= -A_p e \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\phi=0}^{\pi/2} \int_{v=0}^{\infty} f_p\left(\frac{1}{2}m_e v^2\right) v^3 \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi dv \\ &= -A_p e \pi \int_{v=0}^{\infty} f_p\left(\frac{1}{2}m_e v^2\right) v^3 dv, \end{aligned} \quad (A1.4)$$

donde  $f_p(m_e v^2/2)$  es la distribución de velocidades cerca de la sonda. Asumiendo que no hay colisiones cerca de la envoltura de la sonda. Entonces el voltaje a través de la envoltura es  $V_{sonda}$  ( $V_{plasma} = 0$ ), y la energía total de los electrones es:

$$E = \frac{1}{2}m_e v^2 - eV. \quad (A1.5)$$

Entonces  $f_p(m_e v^2/2) = f_p(E) = f(m_e v^2/2 - eV_{sonda})$ . Sustituyendo en (A1.4) queda como:

$$I_e = -A_p e\pi \int_{v=0}^{\infty} f\left(\frac{1}{2}m_e v^2 - eV_{sonda}\right) v^3 dv. \quad (A1.6)$$

Ahora, resolviendo (A1.5) para  $v$ :

$$\begin{aligned} v^2 &= \frac{2}{m_e}(E - eV_{sonda}), \\ 2v dv &= \frac{2}{m_e} dE, \\ v dv &= \frac{dE}{m_e}. \end{aligned} \quad (A1.7)$$

Sustituyendo (A1.7) en (A1.6) nos da:

$$\begin{aligned} I_e &= -A_p e\pi \frac{2}{m_e^2} \int_{E=-eV_{sonda}}^{\infty} f(E)(E - eV_{sonda}) dE \\ &= -A_p e\pi \frac{2}{m_e^2} \left[ \int_{-eV_{sonda}}^{\infty} f(E)E dE + \int_{-eV_{sonda}}^{\infty} f(E)eV_{sonda} dE \right]. \end{aligned} \quad (A1.8)$$

Diferenciando (A1.8) con respecto a  $V_{sonda}$ :

$$\frac{dI_e}{dV_{sonda}} = -A_p e\pi \frac{2}{m_e^2} e \int_{-eV_{sonda}}^{\infty} f(E) dE. \quad (A1.9)$$

Diferenciando (A1.9) nuevamente con respecto a  $V_{sonda}$ :

$$\frac{d^2 I_e}{dV_{sonda}^2} = -A_p e\pi \frac{2}{m_e^2} e(e) f(E) \Big|_{E=-eV_{sonda}}. \quad (A1.10)$$

Entonces se obtiene:

$$f_E(E) \Big|_{E=-eV_{sonda}} = \frac{-I}{A_p 2e\pi} \left(\frac{m_e}{e}\right)^2 \frac{d^2 I_e}{dV_{sonda}^2}. \quad (A1.11)$$

Convirtiendo la función de distribución  $f(E)$  en una función de distribución de energía  $f_E(E)$ , donde  $f_E(E)$  es el número de electrones por unidad de volumen con energía de  $E$  a  $E + dE$ :

$$f_E(E) dE = 4\pi v^2 f(E) dv. \quad (A1.12)$$

Dado que  $E = m_e v^2/2$ ,

$$\begin{aligned}
 v &= \sqrt{\frac{2E}{m_e}}, \\
 dE &= m_e v dv, \\
 dv &= \frac{dE}{m_e v} = \frac{dE}{m_e} \sqrt{\frac{m_e}{2E}} = \frac{dE}{\sqrt{2Em_e}}.
 \end{aligned} \tag{A1.13}$$

A partir de (A1.12) se obtiene:

$$f_E(E) dE = 4\pi \frac{2E}{m_e} f(E) \frac{dE}{\sqrt{2Em_e}} = 8\pi \frac{1}{m_e} \sqrt{\frac{E}{2m_e}} f(E) dE. \tag{A1.14}$$

Sustituyendo (A1.14) en (A1.11)

$$\begin{aligned}
 f_E(E) \Big|_{E=-eV_{sonda}} &= 8\pi \frac{1}{m_e} \sqrt{\frac{-eV_{sonda}}{2m_e}} \frac{-I}{A_p 2e\pi} \left(\frac{m_e}{e}\right)^2 \frac{d^2 I_e}{dV_{sonda}^2} \\
 &= -\frac{4}{A_p e^2} \sqrt{\frac{-m_e V_{sonda}}{2e}} \frac{d^2 I_e}{dV_{sonda}^2},
 \end{aligned} \tag{A1.15}$$

donde (A1.15) es la función de distribución de la energía de los electrones.

# Apéndice A.2

## Derivación de la corriente de electrones colectada por una sonda en función del $V_{\text{plasma}}$ en un plasma maxwelliano

Empezando con la definición de una distribución maxwelliana:

$$\frac{dN_v}{dv} = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{m}{2k_B T_e} \right)^{3/2} v^2 \exp\left( \frac{-E}{k_B T_e} \right). \quad (\text{A2.1})$$

Dado que  $E = m_e v^2/2$ , tenemos que  $v = (2E/m_e)^{1/2}$ , y entonces  $dv/dE = (2m_e)^{1/2} (E^{-1/2}/2) = (2Em_e)^{-1/2}$ , obteniendo:

$$\begin{aligned} \frac{dN_v}{dE} &= \frac{dN_v}{dv} \frac{dv}{dE} = \left[ \frac{4N}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{m_e}{2k_B T_e} \right)^{3/2} \frac{2E}{m_e} v^2 \exp\left( \frac{-E}{k_B T_e} \right) \right] \left( \frac{1}{\sqrt{2Em_e}} \right) \\ &= \frac{2N}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{1}{k_B T_e} \right)^{3/2} \sqrt{E} \exp\left( \frac{-E}{k_B T_e} \right), \end{aligned} \quad (\text{A2.2})$$

donde  $N(E)$  es el número de electrones por unidad de volumen con energía entre  $E$  y  $E + dE$ . En un plasma,  $E = -e(V_{\text{plasma}} - V_{\text{sonda}})$ ,  $dE = edV$ . Tomando el resultado (A1.15) se tiene:

$$f_E(E) = \frac{-4}{A_p e^2} \left( \frac{-m_e(V_{\text{plasma}} - V)}{2e} \right)^{1/2} \frac{d^2 I_e}{dV^2} = \frac{-4}{A_p} \left( \frac{m_e E}{2e^2} \right)^{1/2} \frac{d^2 I_e}{dE^2}. \quad (\text{A2.3})$$

Si reescribimos de la siguiente forma:

$$f_E(E) = a \sqrt{E} \exp\left( \frac{-E}{k_B T_e} \right), \quad (\text{A2.4})$$

donde  $a = 2\pi N/(\pi k_B T_e)^{3/2}$ , se obtiene

$$\begin{aligned}
a\sqrt{E} \exp\left(\frac{-E}{k_B T_e}\right) &= \frac{-4}{A_p} \left(\frac{m_e E}{2e^2}\right)^{1/2} \frac{d^2 I_e}{dE^2} \\
\frac{d^2 I_e}{dE^2} &= -\frac{aeA_p}{4} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \exp\left(\frac{-E}{k_B T_e}\right).
\end{aligned} \tag{A2.5}$$

Integrando (A2.5) con respecto a E, se obtiene:

$$\begin{aligned}
\frac{dI(V)}{dE} &= -\frac{aeA_p}{4} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_E^\infty \exp\left(\frac{-E'}{k_B T_e}\right) dE' = -\frac{aeA_p}{4} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \left[ -k_B T_e \exp\left(\frac{-E'}{k_B T_e}\right) \right]_{E'=E}^\infty \\
&= -\frac{aeA_p}{4} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \left[ k_B T_e \exp\left(\frac{-E}{k_B T_e}\right) \right].
\end{aligned} \tag{A2.6}$$

Integrando nuevamente con respecto a E:

$$\begin{aligned}
I(V) &= -\frac{aeA_p}{4} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \left[ k_B T_e \exp\left(\frac{-E}{k_B T_e}\right) \right] \\
&= -\frac{2\pi n_e}{(\pi k_B T_e)^{3/2}} \frac{eA_p}{4} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \left[ (k_B T_e)^2 \exp\left(\frac{-E}{k_B T_e}\right) \right].
\end{aligned} \tag{A2.7}$$

Simplificado (A2.7) se obtiene:

$$I_e(V_{sonda}) = -eA_p n_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{-e(V_{plasma} - V_{sonda})}{k_B T_e}\right). \tag{A2.8}$$

Reescribiendo (A2.8) en términos de la corriente de saturación de electrones  $I_{e,sat} = -eA_p n_e (k_B T_e / 2\pi m_e)^{1/2}$ , se obtiene la expresión de corriente de electrones colectada en términos del voltaje de polarización ( $V_{sonda}$ ):

$$I_e(V_{sonda}) = I_{e,sat} \exp\left(\frac{e(V_{sonda} - V_{plasma})}{k_B T_e}\right). \tag{A2.9}$$

# Apéndice B.1

## Bobina de Rogowski

Una bobina de Rogowski es esencialmente un solenoide toroidal que rodea un conductor por el que circula la corriente que se pretende medir. La bobina está acoplada magnéticamente al conductor y, por ello se induce un voltaje proporcional al cambio en el tiempo de la corriente medida.<sup>[A.1]</sup>

El diseño más simple de una bobina de Rogowski consiste en un devanado de una sola capa, como el que se muestra en la Figura B.1. El avance a lo largo del toroide del devanado helicoidal, sumado a lo largo de toda la circunferencia crea una vuelta perpendicular al eje del toroide. En caso de que exista algún flujo magnético paralelo a la bobina, éste inducirá una tensión que se sumará a la inducida por el flujo creado por la corriente que se pretende medir. Para compensar este efecto indeseado, el devanado de la bobina se hace con una vuelta de retorno por el eje central de las espiras y en dirección opuesta al avance del devanado helicoidal. Como está conectado eléctricamente en serie con la salida de la bobina, si existen flujos paralelos al eje de la bobina se induce una tensión igual y opuesta en polaridad a la inducida por el avance del devanado helicoidal, de modo que se compensa.

Las ventajas de una bobina de Rogowski para la medición de pulsos de corriente, respecto a los transformadores de corriente, son:

**Linealidad.** La medida es lineal debido a que el núcleo es de un material no ferromagnético y, por tanto, no se producen fenómenos de saturación o histéresis. Esto significa que la misma bobina se puede utilizar para medir un amplio rango de corrientes.

**Aislamiento galvánico.** Por tanto, el circuito de medida está aislado del circuito de potencia. Esto constituye una gran ventaja cuando se quieren medir grandes intensidades.

**Buen ancho de banda.** En la referencia [A.2] hay ejemplos de bobinas que pueden medir corrientes de frecuencias desde algunos Hz hasta cientos de KHz.

**Facilidad de uso.** No requieren un montaje especial.

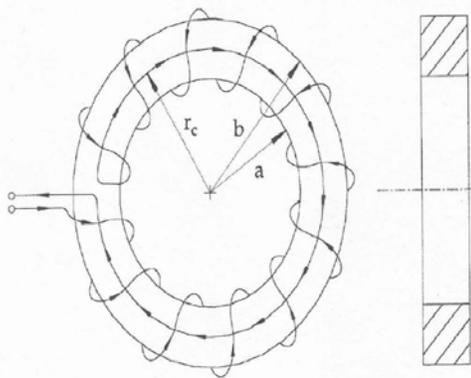


Figura B.1: Esquema de una bobina de Rogowski de una sola capa, con vuelta de retorno, [A.3].

# Apéndice B.2

## Principio de funcionamiento de una bobina de Rogowski

Una bobina de Rogowski es un transformador de corriente. Consiste básicamente en una bobina con núcleo de aire de forma toroidal a través de la cual se hace circular la corriente que se desea medir.

Su uso como medidor de corrientes variables en el tiempo fue planteado por Rogowski y Steinhaus<sup>[A.1]</sup> en 1912. Su principio de operación es muy sencillo y aparece descrito en las referencias [A.4],[A.5]. Se basa, esencialmente, en que la corriente que se pretende medir crea un campo magnético alrededor del conductor por el que circula. Al situar la bobina en torno a este conductor, el campo magnético induce una diferencia de potencial entre sus extremos.

### *Voltaje inducido*

La bobina de Rogowski puede ser considerada como un ejemplo de las leyes de Ampère y de Faraday. La primera describe cómo es el campo magnético que se crea alrededor de un conductor por el que circula una corriente. En concreto, la ley dice que “*la circulación del campo magnético sobre un camino cerrado es igual a la corriente total que atraviesa cualquier superficie apoyada en la curva*”. Matemáticamente se expresa de la siguiente forma:

$$i = \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_0^l H \cos \alpha dl, \quad (\text{B.1})$$

donde  $H$  es la intensidad de campo magnético,  $dl$  es un elemento de longitud infinitesimal a lo largo del camino cerrado,  $\alpha$  es el ángulo formado entre la dirección del campo magnético y la dirección de  $dl$ , como se ve en la Figura B.2.

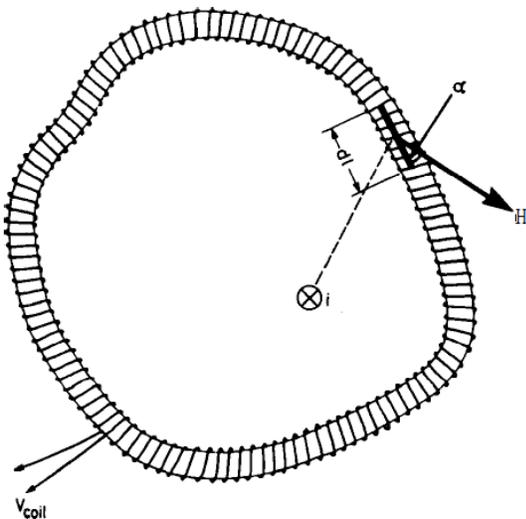


Figura B.2: Elemento infinitesimal de longitud  $dl$  de la bobina.<sup>[A.6]</sup>

La ley de Faraday explica cómo este campo magnético crea una diferencia de potencial entre los extremos de la bobina debido a la variación del flujo de campo magnético. En concreto, dice que “*la f.e.m. inducida en un circuito estacionario cerrado es igual y de signo contrario a la variación del flujo magnético que atraviesa el circuito respecto del tiempo*”.

En la Figura B.2 se muestra una bobina helicoidal, con  $n$  vueltas por metro y una sección transversal  $A$ , que rodea a un conductor por el que circula la corriente  $i$  que se pretende medir.

El flujo magnético que atraviesa la sección en un elemento infinitesimal de longitud  $dl$  es  $d\Phi$ . Este se obtiene a partir de la integral de superficie de la inducción magnética  $\mathbf{B}$  en la superficie de la sección del núcleo. La tensión inducida en  $dl$  se obtiene, según la ley de Faraday, como la derivada respecto del tiempo del flujo magnético

$$v_{\text{espira}} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \left( \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \right) = -\frac{d}{dt} \left( \int_S \mu_0 \vec{H} \cdot d\vec{S} \right) = -\mu_0 A \frac{dH}{dt} \cos \alpha. \quad (\text{B.2})$$

Integrando a lo largo de la periferia media de toda la bobina se obtiene la expresión del voltaje inducido total

$$\begin{aligned} v_{\text{bobina}} &= \int_0^l v_{\text{espira}} N \, dl = -\mu_0 AN \int_0^l \frac{dH}{dt} \cos \alpha \, dl \\ &= -\mu_0 AN \frac{d}{dt} \int_0^l H \cos \alpha \, dl = -\mu_0 AN \frac{di}{dt} \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Así, queda establecida la relación entre la corriente que se pretende medir y la tensión inducida en la bobina. Generalmente, se puede decir que el campo magnético producido por la variación de corriente que circula por el conductor induce en la bobina una tensión proporcional al cambio de la corriente,  $di/dt$ , siendo la constante de proporcionalidad la inductancia mutua de la bobina,  $M$ . El resultado queda expresado en la siguiente ecuación:

$$v_{\text{bobina}} = -M \frac{di}{dt}, \quad (\text{B.4})$$

siendo la inductancia mutua  $M$  definida como:  $M = \mu_0 AN$ .

La integral de línea de la ley de Ampère requiere una bobina con una sección transversal nula. En ese caso, la tensión proporcionada a la salida de la bobina de Rogowski sería independiente de la forma del camino cerrado y de la posición del conductor respecto de la bobina. Sin embargo, el devanado helicoidal de la bobina se realiza sobre un núcleo que tiene una sección transversal no nula, por lo que se crea un volumen que sólo se aproxima al requerimiento estricto de la ley de Ampère. Por tanto, la bobina tendrá un error de posición asociado. Este error se puede hacer mínimo si todas las vueltas se realizan con la misma sección transversal y se distribuyen uniformemente alrededor de una trayectoria circular.

# Apéndice B.3

## Calibración de las Bobinas de Rogowski

Las bobinas de Rogowski descritas en la Sección 3.3, fueron calibradas usando un circuito generador de señales. Las señales del generador se muestran en la Figura B.3 y las señales obtenidas de las bobinas se muestran en la Figura B.4. Haciendo uso de la ecuación (B.4) se hace la integración de las señales y se multiplica por un factor para calibrar las señales integradas (Figura B.5) con la señal del generador de señales. De esta manera se calibran las bobinas terminando con una ecuación de la forma:

$$v_{\text{bobina-1}} = -\frac{\mu_0 AN}{1.8} \frac{di}{dt} \quad (\text{B.5})$$

$$v_{\text{bobina-2}} = -\frac{\mu_0 AN}{1.8} \frac{di}{dt} \quad (\text{B.6})$$

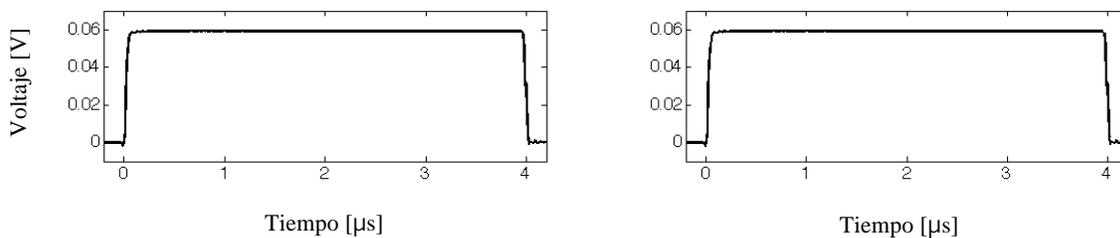


Figura B.3. Señales del generador de funciones para cada una de las bobinas. (izquierda) bobinas 1, (derecha) bobina 2.

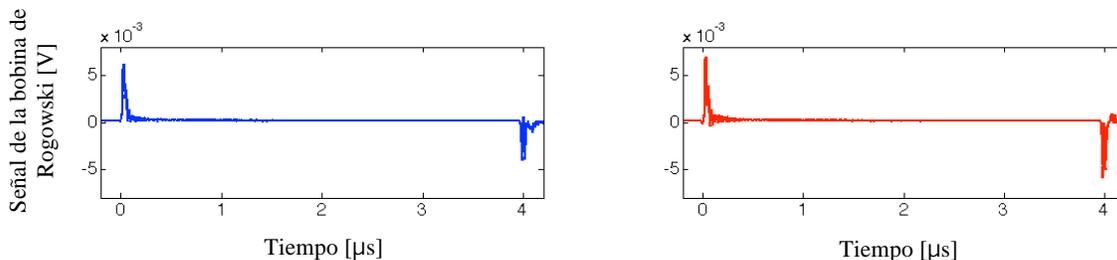


Figura B.4. Señales de las bobinas de Rogowski. (izquierda) bobinas 1, (derecha) bobina 2.

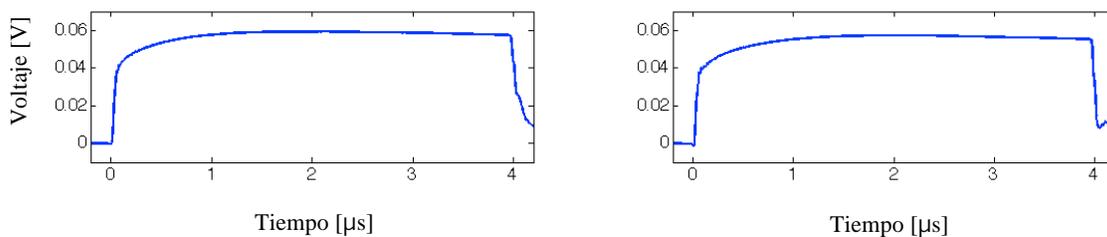


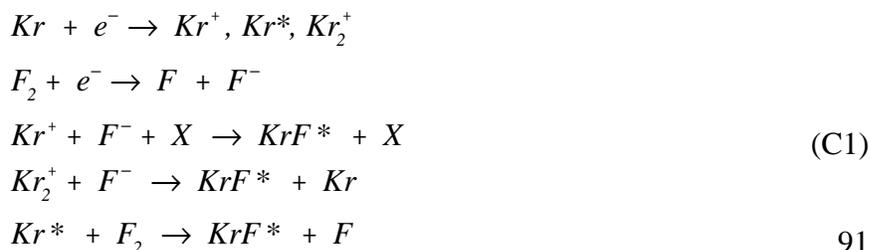
Figura B.5. Señales integradas de las bobinas de Rogowski. (izquierda) bobinas 1, (derecha) bobina 2.

# Apéndice C

## Láseres pulsados

La técnica de ablación consiste básicamente en utilizar un pulso láser de alta potencia como fuente de energía para la extracción de material de un blanco cualquiera. El proceso es consecuencia de la interacción de fotones altamente energéticos con los átomos del blanco, mismo que naturalmente dependerá del tipo de material y las características del láser. Actualmente, una gran diversidad de fuentes láser son utilizadas para el depósito de películas delgadas. Comúnmente se emplean láseres de longitud de onda corta (UV) o aquellos que emiten en longitudes largas (IR), tales como los láseres de excímero y Nd: Itrio-Aluminio-Granate (YAG), respectivamente. En general, el rango de longitudes de onda de los láseres utilizados en PLD se encuentra entre 200-400 nm. Sin embargo, también pueden utilizarse longitudes de onda en el IR. El criterio de selección de la longitud de onda depende del material al cual se aplicará la técnica. Muchos materiales muestran mayor absorción en longitudes de onda cortas dentro del intervalo mencionado, y la profundidad de penetración en el blanco se reduce. Esto es favorable porque se pueden remover capas muy delgadas de la superficie del blanco. Además, la fuerte absorción a longitudes de onda cortas también resulta en un decremento de los umbrales de ablación.<sup>[1,2]</sup>

Los láseres de excímero son fuentes de energía ideales para la producción de películas delgadas. Esto se debe a sus altas energías fotónicas (longitud de onda corta) y sus pulsos cortos (típicamente de 30 a 40 ns). Las energías altas de los fotones incidentes permiten la disociación directa de muchas moléculas y una fuerte absorción óptica en muchos sólidos. Los láseres de excímero toman su nombre de la combinación de las palabras “excitado” y “dímero” ya que su medio activo está constituido de moléculas diatómicas que solamente existen en niveles electrónicos excitados. La emisión en este tipo de láseres toma lugar debido a la transición entre un nivel electrónico superior y un estado base repulsivo o débil que se disocia rápidamente (en el orden de un periodo vibracional de  $\sim 10^{-13}$  s). La alta tasa entre el tiempo de vida del estado excitado y el tiempo de vida del estado base, hacen del excímero un medio activo ideal para el láser, ya que la inversión de población es fácil de alcanzar. Los excímeros más importantes son gases de halógenos como  $F_2$ ,  $ArF$ ,  $KrF$ ,  $XeCl$  y  $XeF$ , con los que se operan láseres que emiten en el UV en distintas líneas espectrales entre 157 y 351 nm. Las moléculas de excímero se forman en las mezclas gaseosas de sus componentes, por ejemplo,  $Kr$ ,  $F$ ,  $He$  y  $Ne$  en el caso del láser de  $KrF$ . La energía es bombeada a la mezcla de gas a través de la excitación tipo avalancha provocada por una descarga eléctrica de alto voltaje, generando especies excitadas (electrónicas y/o iónicas) que reaccionan químicamente y producen las moléculas de excímero. Los detalles de la cinética y las reacciones químicas que permiten la formación de los excímeros son complejos y pueden consistir de varios pasos. Algunas de las reacciones más importantes son las siguientes<sup>[1,2]</sup>:



donde \* denota las especies electrónicamente excitadas y X denota un tercer cuerpo (He, Ne). Una vez que el excímero se ha formado, éste decaerá por emisión espontánea y/o procesos colisionales dando a la molécula un tiempo de vida de  $\sim 2.5$  ns. Para conseguir energías de algunos cientos de mJ por cada pulso láser, se requiere una densidad de población de excímeros del orden de  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Así, para lograr la emisión del láser, la formación de especies iónicas y precursores excitados debe ser suficientemente rápida para producir excímeros a una tasa de  $10^{23} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Debido a que los excímeros son estabilizados por un tercer cuerpo, la cinética involucrada en producirlos requiere presiones totales en el rango de 2 a 4 atmósferas en el volumen de la descarga. Además se requieren densidades electrónicas del orden de  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  y temperaturas electrónicas de aproximadamente 12000 K. Estos parámetros determinan el voltaje de la descarga, que típicamente se encuentran en el rango de 20-45 kV.

# Apéndice D.1

## Elección de los componentes de los circuitos para las sonda simple

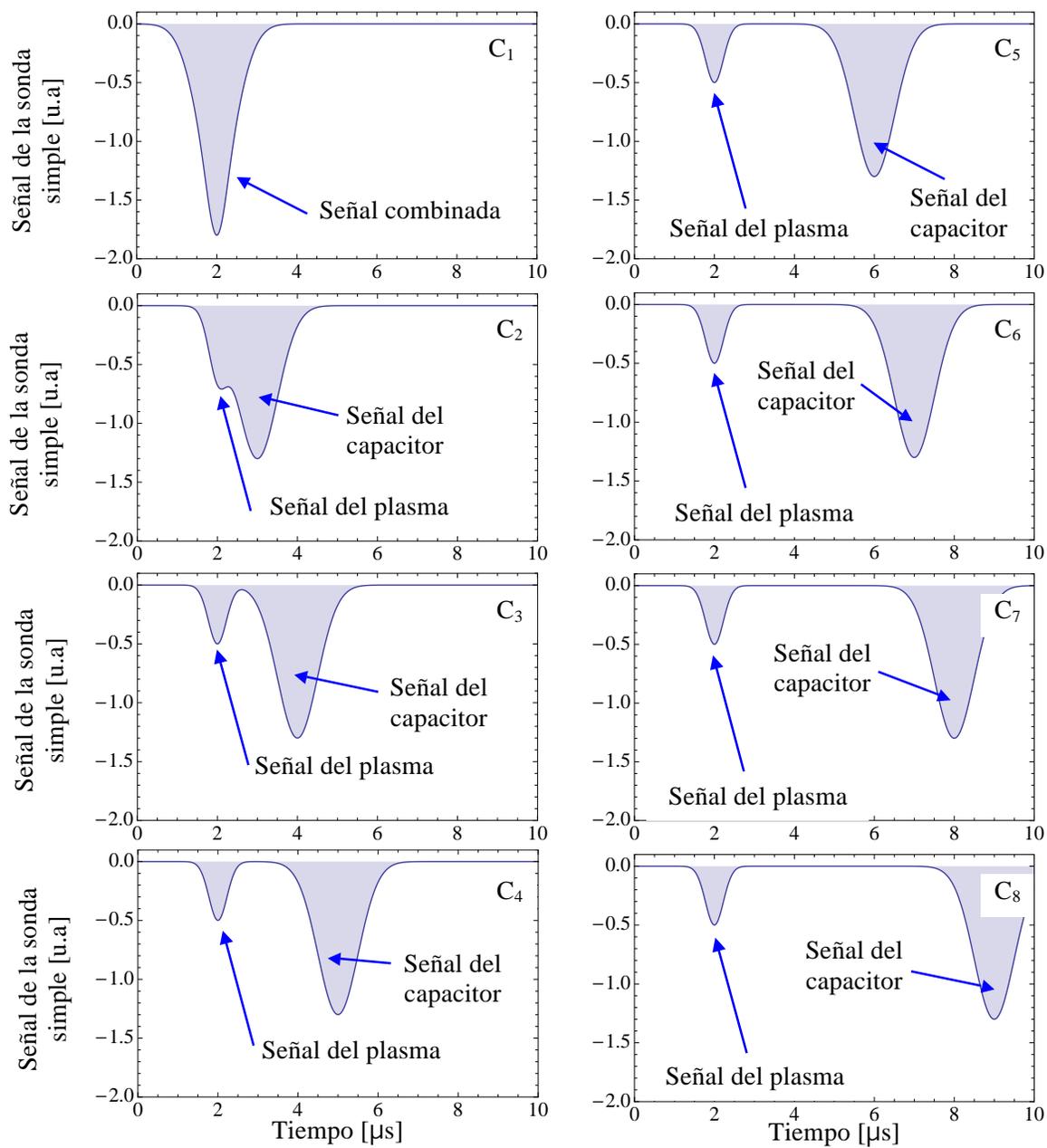


Figura D.1. Representación esquemática de señales que se mide para la colección de electrones, usando la sonda simple y al cambiar el valor del capacitor del circuito de la Figura 3.7.

Como ya fue mencionado el circuito de la Figura 3.7 fue tomado de la referencia [3.1], los valores de las resistencias fueron tomados de la referencia. Sin embargo, el valor del capacitor fue tomado por razones experimentales, lo cual se explicará en este apéndice.

Experimentalmente se observa que al polarizar la sonda con voltajes negativos (colección de iones) una señal parecida a la Figura D.2. Esta señal cambiará de amplitud si se cambia el valor de polarización o se cambia el valor de la energía del láser. También se moverá en el tiempo si se mueve la posición de la sonda o se cambia el valor de la energía del láser. Estos resultados son independientes del valor del capacitor que se utilice.

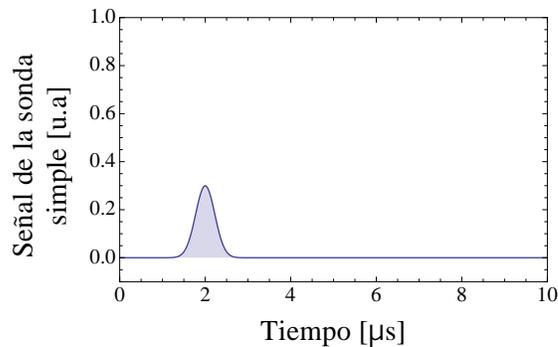


Figura D.2. Representación esquemática de la señal que se mide para la colección de iones, usando la sonda simple.

Sin embargo, cuando se polariza la sonda con voltajes positivos (colección de electrones) se miden dos señales distintas, la primera corresponde a los electrones del plasma y la segunda del capacitor. Como uno espera, la señal que corresponde a los electrones del plasma es independiente del valor del capacitor (es decir, no se mueve en el tiempo y no cambia su amplitud), pero la señal del capacitor cambia dependiendo del valor del mismo. En la Figura D.1 se esquematiza como se mueve la señal del capacitor, donde se cambia el valor del capacitor y se tiene que  $C_1 < C_2 < C_3 < C_4 < C_5 < C_6 < C_7 < C_8$ . Esta señal incluso, para valores pequeños del capacitor, puede sobreponerse a la señal del plasma. Es por eso que se escoge de manera experimental, de tal manera que la señal se aleje lo más posible de la señal deseada. De esta manera se llega al valor de  $C_8 = 0.22\mu\text{F}$ .

# Apéndice D.2

## Elección de los componentes de los circuitos para las sonda triple

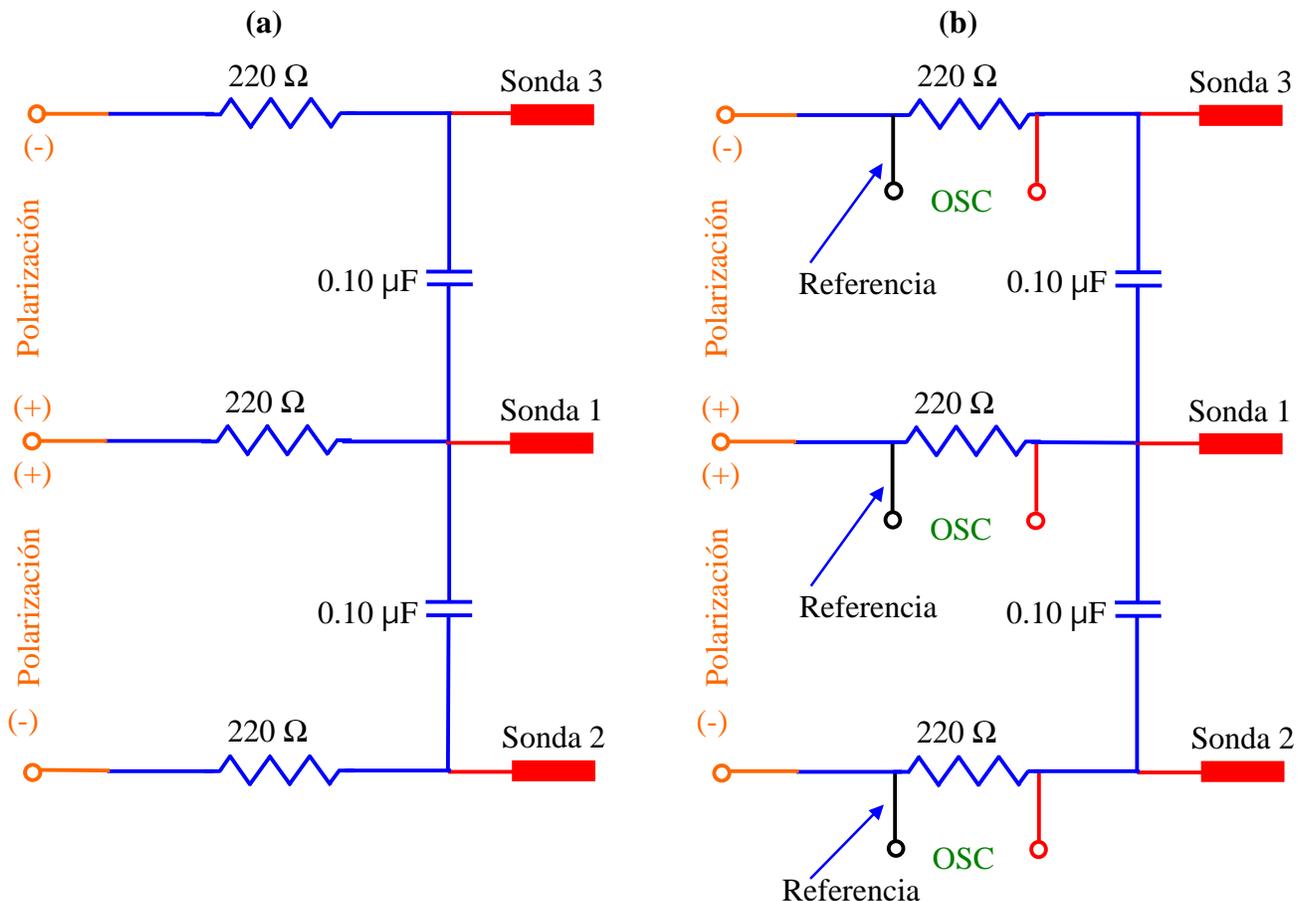


Figura D.3. (a) Circuito para la sonda triple, en el modo de corriente. (b) Posición de las conexiones del osciloscopio, donde OSC es alguno de los canales del osciloscopio.

Ya fue mencionado que el circuito para la sonda triple (modo de voltaje) de la Figura 3.10 fue tomado de las referencias [3.1] y [3.2], los valores de las resistencias fueron tomados de las referencias. Y de manera experimental se observa que para un capacitor de  $0.10 \mu\text{F}$  las señales ya no cambian, como en el caso de la sonda simple. Este circuito es una combinación del circuito de la Figura 3.7, de la sonda simple, más una tercer sonda que se encuentra flotando.

Sin embargo, para el circuito de la sonda triple en el modo de corriente se tiene que tomar en cuenta el osciloscopio. Para explicar esta parte hay que considerar el circuito de la Figura D.3(a), lo que se busca es medir la corriente a través de las resistencias, es decir, medir el voltaje en las resistencias. Sin

embargo, al colocar las conexiones de cada canal de un osciloscopio (Figura D.3(b)) en las resistencias, la referencia de cada canal es la misma lo que significa que se cierra un circuito y se pone en corto circuito. Por ese motivo se utilizan las bobinas de Rogowski, al no medir directamente la corriente en la resistencia eléctrica se evitan los cortos circuitos y no se pierde la simultaneidad. Por conveniencia al realizar el análisis y eliminar la mayor cantidad de error en las señales, una de las corrientes se mide directamente con el osciloscopio y en las otras dos se usan las bobinas de Rogowski.

# Apéndice E

## Cálculo de errores

La evaluación de la incertidumbre de una variable depende de la propagación de las incertidumbres de todos los parámetros que entran en su evaluación, así como del acoplamiento no lineal entre ellos. Se aplica la metodología descrita en las referencias [I.6] y [I.7]. Considerando  $n$  funciones que dependen de un número de variables  $n$  y que supondremos que podemos igualar a alguna variable, de tal manera que se pueda escribir

$$\begin{aligned}
 f_1(x_1, x_2, \dots, x_{n-1}, x_n) &= I_1, \\
 f_2(x_1, x_2, \dots, x_{n-1}, x_n) &= I_2, \\
 &\dots \\
 f_{n-1}(x_1, x_2, \dots, x_{n-1}, x_n) &= I_{n-1}, \\
 f_n(x_1, x_2, \dots, x_{n-1}, x_n) &= I_n,
 \end{aligned}
 \tag{E1}$$

donde  $I_i$  son variables que se determinan experimentalmente. Tras la diferenciación del sistema anterior, se convierte en

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial f_1}{\partial x_1} \Delta x_1 + \frac{\partial f_1}{\partial x_2} \Delta x_2 + \dots + \frac{\partial f_1}{\partial x_{n-1}} \Delta x_{n-1} + \frac{\partial f_1}{\partial x_n} \Delta x_n &= \Delta I_1, \\
 \frac{\partial f_2}{\partial x_1} \Delta x_1 + \frac{\partial f_2}{\partial x_2} \Delta x_2 + \dots + \frac{\partial f_2}{\partial x_{n-1}} \Delta x_{n-1} + \frac{\partial f_2}{\partial x_n} \Delta x_n &= \Delta I_2, \\
 &\dots \\
 \frac{\partial f_{n-1}}{\partial x_1} \Delta x_1 + \frac{\partial f_{n-1}}{\partial x_2} \Delta x_2 + \dots + \frac{\partial f_{n-1}}{\partial x_{n-1}} \Delta x_{n-1} + \frac{\partial f_{n-1}}{\partial x_n} \Delta x_n &= \Delta I_{n-1}, \\
 \frac{\partial f_n}{\partial x_1} \Delta x_1 + \frac{\partial f_n}{\partial x_2} \Delta x_2 + \dots + \frac{\partial f_n}{\partial x_{n-1}} \Delta x_{n-1} + \frac{\partial f_n}{\partial x_n} \Delta x_n &= \Delta I_n,
 \end{aligned}
 \tag{D2}$$

donde las derivadas parciales son los coeficientes de sensibilidad, que se obtienen analíticamente. El sistema no lineal (E2) se resuelve numéricamente para cada  $\Delta x_i$ .

Ahora, para ejemplificar lo anterior, se describirá la forma de obtener el error de la temperatura para una sonda triple en el modo de voltaje. Tomando la ecuación (2.26)

$$\frac{I}{2} = \frac{1 - \exp\left[\frac{-eV_{12}}{kT_e}\right]}{1 - \exp\left[\frac{-eV_{13}}{kT_e}\right]}, \quad (2.26)$$

Esta ecuación depende de 3 variables:  $V_{12}$ ,  $V_{13}$  y  $T_e$ . Diferenciando la ecuación (2.26)

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{\partial f}{\partial V_{12}} \Delta V_{12} + \frac{\partial f}{\partial V_{13}} \Delta V_{13} + \frac{\partial f}{\partial T_e} \Delta T_e = \\ &= \frac{\frac{e}{kT_e} \exp\left[\frac{-eV_{12}}{kT_e}\right]}{1 - \exp\left[\frac{-eV_{13}}{kT_e}\right]} \Delta V_{12} + \frac{1 - \exp\left[\frac{-eV_{12}}{kT_e}\right]}{\left(1 - \exp\left[\frac{-eV_{13}}{kT_e}\right]\right)^2} \left(\frac{-e}{kT_e} \exp\left[\frac{-eV_{13}}{kT_e}\right]\right) \Delta V_{13} \\ &\quad + \left( \frac{\exp\left[\frac{-e(V_{12} - V_{13})}{kT_e}\right] \left( \frac{eV_{12}}{kT_e} - \frac{eV_{12}}{kT_e} \exp\left[\frac{eV_{13}}{kT_e}\right] + \frac{eV_{13}}{kT_e} \left(-1 + \exp\left[\frac{eV_{12}}{kT_e}\right]\right) \right)}{\left(-1 + \exp\left[\frac{eV_{13}}{kT_e}\right]\right)^2 T_e^2} \right) \Delta T_e. \end{aligned} \quad (E3)$$

Por lo tanto, sólo es necesario despejar  $\Delta T_e$  de la ecuación (E3). Siguiendo el procedimiento anterior se puede calcular el  $\Delta n_e$  para el modo de voltaje, de la ecuación (2.27). Para el modo de corriente se puede calcular  $\Delta T_e$  y  $\Delta n_e$  de las ecuaciones (2.23) y (2.25), respectivamente.

De la misma manera que para el análisis de la sonda simple, se puede calcular el error  $\Delta T_e$ ,  $\Delta n_e$  y  $\Delta n_i$  de las ecuaciones (2.11), (2.13) y (2.8), respectivamente.

Los errores debidos a las mediciones están dados por  $\pm 0.35\%$  en la medición del osciloscopio,  $\pm 0.00005$  m en cualquier medida de longitud,  $\pm 5\%$  del valor en las resistencias eléctricas de carbón.

# Referencias

[I.1] Smith, H.M. and Turner, A.F., *Applied Optics*, **4**: p. 147(1965).

[I.2] Trabajo de Tesis de Citlali Sánchez Aké, “INTERACCIÓN DE DOS PLASMAS DE ABLACIÓN LÁSER APLICADA AL DEPÓSITO DE PELÍCULAS DE CARBONO”, Posgrado en Ciencia e Ingeniería de Materiales, Instituto de Investigaciones en Materiales, UNAM, 2007.

[I.3] Langmuir, I. and Mott-Smith, H.M., *Gem. Electr. Rev.*, **26**: p. 731(1923).

[I.4] Demidov, V.I., Ratynskaia, S.V., and Rypdal, K., *Review of Scientific Instruments*, **73**(10): p. 3409(2002).

[I.5] Libro de Alexander Piel, *Plasma Physics, An Introduction to Laboratory, Space, and Fusion Plasmas*. Springer 2010, ISBN 978-3-642-10490-9.

[I.6] N. A. Gatsonis, L. T. Byrne, J. C. Zwahlen, E. J. Pencil and H. Kamhawi, “*Current-mode Triple and Quadruple Langmuir Probe Methods With Applications to Flowing Pulsed Plasma*”, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 32, No. 5, pp. 2118-2129, October 2004.

[I.7] N. A. Gatsonis, J. C. Zwahlen, A. Wheelock, E. J. Pencil, and H. Kamhawi, “*Pulsed plasma thruster plume characterization using a current-mode quadruple Langmuir probe method*”, *J. Propulsion Power*, vol. 20, no. 2, pp. 243–254, 2004.

[I.8] S. Chen and T. Sekiguchi, “*Instantaneous direct-display system of plasma parameters by means of triple probe*”, *J. Appl. Phys.*, vol. 36, no. 8, pp. 2363–2375, 1965.

[1.1] Lecture Notes on PRINCIPLES OF PLASMA PROCESSING, Francis F. Chen Electrical Engineering Department, Jane P. Chang Chemical Engineering Department, University of California, Los Angeles, Plenum/Kluwer Publishers, 2002.

[1.2] Prof. Dr. Alexander Piel, “*Plasma Physics, An Introduction to Laboratory, Space, and Fusion Plasmas*”, Ed. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2010, ISBN 978-3-642-10490-9.

[1.3] Bittencourt J.A. Fundamentals of plasma physics. 3a. edición (Springer, Nueva York, 2004)

[1.4] X.T. Wang, B.Y. Man, G.T. Wang, Z. Zhao, Y. Liao, B.Z. Xu, Y.Y. Xia, L.M. Mei and X.Y. Hu. *J. Appl. Phys.* **80**, 1783 (1996).

[1.5] L.S.T. Onge, M. Sabsabi and P. Cielo. *Journal of Analytical Atomic Spectrometry.* **12**, 997 (1997).

[1.6] S. Yalcin, D.R. Crosley, G.P. Smith and G.W. Faris. *Appl. Phys. B.* **68**, 121 (1999).

- [1.7] D. Bäuerle. Laser Processing and Chemistry. 2<sup>nd</sup> edition. (Springer- Verlag, Germany, 1996).
- [1.8] D.B. Chrisey, G.K. Hubler. Pulsed Laser Deposition Films. (John Wiley, USA, 1994).
- [1.9] Trabajo de Tesis de Maestría de Roberto Sanginés de Castro, “Diagnostico resuelto en tiempo de plasmas de ablación de grafito inducidos con dos láseres pulsados sincronizados”, Posgrado en Ciencias Físicas, clasificación 001-00362-S1-2006.
- [1.10] Nadezhda M. Bulgakova, Alexander V. Bulgakov, and Oleg F. Bobrenok, “Double layer effects in laser-ablation plasma plumes”, *Physical Review E*, Volume 62, Number 4, October 2000.
- [1.11] G. Hairapetian and R. L. Stenzel, “Particle dynamics and current-free double layers in an expanding, collisionless, two-electron-population plasma”, *Phys. Fluids B* 3, 899 (1991).
- [1.12] Ya. B. Zeldovich and Yu. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Academic Press, New York, 1996).
- [1.13] B. Bezzerides, D. W. Forslund, and E. L. Lindman, *Phys. Fluids* 231, 2179 (1978).
- [1.14] J. Denavit, *Phys. Fluids* 22, 1384 (1979).
- [2.1] Madhoo Kanal, “Theory of Current Collection of Moving Cylindrical Probes”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 35, 6 June 1964.
- [2.2] W. Lohete-Holtgreven, “Plasma Diagnostics”, *American Vacuum Society Classics*, American Institute of Physics 1995.
- [2.3] Orlando Auciello, Daniel L. Flamm, “Plasma Diagnostics, Discharge Parameters and Chemistry”, Volume 1, Academic Press, Inc. 1989.
- [2.4] Francis F. Chen, “Lecture Notes on Langmuir Probe Diagnostics”, Mini-Course on Plasma Diagnostics, IEEE-ICOPS meeting, Jeju, Korea, June 5, 2003.
- [2.5] D. M. Manos, “Characterization of laboratory plasmas with probes”, *J. Vac. Sci. Technol. A*, 3 (3), 1059, May/Jun, 1985.
- [2.6] S. Kojima and K. Takayama, “*Probe Measurements for High Frequency Discharge*”, *J. Phys. Soc. Japan* 4, 349 (1949); 5, 357 (1950)
- [2.7] E. O. Johnson and L. Malter, “*Double-Probe Method for Determination of Electron Temperatures in Steady and Time-Varying Gas Discharges*”, *Phys. Rev.* 76, 1411 (1949)
- [2.8] E. O. Johnson and L. Malter, “*A Floating Double Probe Method for Measurements in Gas Discharges*”, *Phys. Rev.* 80, 58 (1950)
- [2.9] K. Yamamoto and T. Okuda, “*On the Floating Probe Method for the Measurement of Ionized Gas*”, *J. Phys. Soc. Japan* 11, 57 (1956).

- [2.10] T. Okuda and K. Yamamoto, “*Asymmetrical Tripe Probe Method for Determining Energy Distribution of Electrón in Plasma*”, J. Phys. Soc. Japan 31, 158 (1960).
- [2.11] K. Takayama, H. Ikegami, and S. Miyasaki, “*Plasma Resonance in a Radio-Frequency Probe*”, Phys. Rev. Letters 5, 238 (1960).
- [2.12] R. F. Eckman, L. Byrne, N. A. Gatsonis, and E. J. Pencil, “*Triple Langmuir probe measurements in the plume of a pulsed plasma thruster*”, J. Propulsion Power, vol. 17, no. 4, pp. 762–777, July–Aug. 2001.
- [2.13] M. Kamitsuma, Sin-Li Chen and Jen-Shih Chang, “The theory of the instantaneous triple-probe method for direc-display of plasma parameters in low-density collisionless plasmas”, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 10, 1977.
- [2.14] Sin-Li Chen, “Studies of the Effect of Ion Curren ton Instantaneous Triple-Probe MEasurements”, Journal of Applied Physics, Vol. 42, 1, January 1971.
- [2.15] Dennis L. Tilley, Arnold J. Kelly and Robert G. Jahn, “The application of the triple probe method to MPD thruster plumes”, AIAA, 21st International Electric Propulsion Conference, July 18-20, 1990.
- [2.16] I. H. Hutchinson, “Principles of Plama Diagnostics”, Cambridge University Press, Second Edition.
- [2.17] B. Doggett, C. Budtz-Joergensen, J.G. Lunney, P. Sheerin, M.M. Turner, “Behaviour of a planar Langmuir probe in a laser ablation plasma”, Applied Surface Science 247 (2005) 134–138.
- [3.1] Tesis de Brendan Doggett, “Characterisation of Laser Produced Plasmas”, Submitted for the degree of Doctor of Philosophy, School of Physics, University of Dublin, Trinity College, February 2006.
- [3.2] S. G. Lee, “Triple Langmuir probe measurements in the Hanbit magnetic mirror device”, Review if Scientufic Instruments, Vol. 72, number 1, pp 442. 2001.
- [3.3] C. Riccardi, G. Longoni, G. CHiodini and M. Fontanesi, “Comparison between fast-sweep Langmuir probe and triple probe for fluctuations measurements”, Review of Scientific Instruments, Vol. 72, 1, January 2001.
- [4.1] Ajai Kumar, R. K. Singh, Jinto Thomas, and S. Sunil, “Parametric study of expanding plasma plume formed by laser-blow-off of thin film using triple Langmuir probe”, Journal of Applied Physics 106, 043306, 2009.
- [4.2] Rajneesh Kumar, Ajai Kumar, R.K. Singh, Jinto Thomas, “Experimental investigation of oscillatory structures in laser-blow-off plasma plume”, Physics Letters A 375 (2011) 2064–2070.
- [4.3] O.Olea-Cardoso, E.Camps, L.Escobar -Alarcón, S.Muhl, S.E.Rodil, M.A.Camacho-López, E.Haro-Poniatowski, “a-C thin film deposition by laser ablation”, Thin Solid Films 433 (2003) 27–33.

[A.1] W. Rogowski and W. Steinhaus, “Die Messung der magnetische Spannung”, Arch Electrotech, vol. 1, pp. 141–150, 1912.

[A.2] W. F. Ray and C. R. Hewson, “High performance Rogowski current transducers”, IEEE - IAS Conf. Proc., Sept. 2000.

[A.3] J. D. Ramboz, “Machinable Rogowski coil. Design and calibration”, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, vol. 45, no. 2, pp. 511–515, April 1996.

[A.4] J. Cooper, “On the high-frequency response of a rogowski coil”, Plasma Physics (Journal of Nuclear Energy. Part C), vol. 5, pp. 285–289, 1963.

[A.5] W. F. Ray, “Wide bandwidth rogowski current transducers. part I: The rogowski coil”, EPE Journal, vol. 3, no. 1, pp. 51–59, March 1993.

[A.6] D. A. Ward and J. La T. Exon, “Using rogowski coils for transient current measurements”, Engineering Science and Education Journal, pp. 105–113, June 1993.