



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

Diagnósticos eléctricos en plasmas inducidos por láser

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
MAESTRA EN CIENCIAS (FÍSICAS)

P R E S E N T A:

Verónica Vicuña Hernández

DIRECTOR DE TESIS: DR. MAYO VILLAGRÁN MUNIZ

CÓMITE TUTORAL: DR. MAYO VILLAGRÁN MUNIZ
DRA. ALICIA MARÍA OLIVER Y GUTIÉRREZ
DR. LUIS RODRÍGUEZ FERNÁNDEZ

Ciudad Universitaria

Septiembre 2011



posgrado en ciencias físicas
u n a m



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Índice general

Agradecimientos	9
Abstract	11
Resumen	14
Introducción	16
1. Conceptos	21
1.1. Plasma	22
1.1.1. Longitud de Debye	23
1.1.2. Oscilaciones en el Plasma	24
1.2. Plasmas Inducidos por Láser sobre superficies Sólidas	25
1.2.1. Absorción por Bremsstrahlung Inverso	25
1.2.2. Electrones primarios (rápidos)	26
1.2.3. Inducción de Campo Eléctrico sobre un sólido irradiado con láser pulsado	27
1.3. Dinámica de la pluma	30
1.4. Expansión de la pluma en un Gas ambiente	32
1.5. Influencia de la Ionización del Gas Ambiente en la Expansión de la Pluma . . .	34
1.6. Distribución de Maxwell-Boltzman para las velocidades de los iones de ablación inducida por láser	36
2. Método Experimental	41
2.1. Introducción	41
2.2. Método a bajas presiones: Expansión de la pluma de ablación a través de un gas ambiente	44
2.3. Configuración de expansión de la pluma de ablación bajo la influencia de un campo eléctrico externo	46
3. Resultados y Discusión	49
3.1. Especies en la pluma del plasma inducido por láser sin campo eléctrico externo .	50
3.2. Expansión de la pluma bajo la influencia de campo eléctrico externo	63
3.3. Efecto del gas ambiente en la propagación de la pluma	68
3.3.1. Aire como gas ambiente	68

3.3.2. Argón como gas ambiente	70
4. Conclusiones	77
A. Posibles aplicaciones de plasmas inducidos por láser	81
A.0.3. Implantación de Iones	81
A.0.4. Fuentes de Iones	82
A.0.5. Generación de Rayos X	82
A.0.6. Propulsión Láser	83
Bibliografía.	84

Índice de figuras

1.1.	Etapas del proceso de Ablación láser [34].	31
1.2.	Modelo en de la expansión de la pluma en forma elipsoidal en condiciones de vacío [11] . . .	33
1.3.	Esquema de la expansión de la pluma desde el blanco con R , radio del frente de contacto, R_i radio interno de la pluma del material y R_e radio externo que barre el gas de fondo [3]. . . .	34
1.4.	La expansión de la pluma incide en diferentes puntos de la placa colectora (detector) a diferentes radios del frente de contacto, R	38
2.1.	Esquema del campo eléctrico constante perpendicular a la expansión de la pluma de ablación.	43
2.2.	Sistema experimental montado para diagnósticos en plasma inducido por láser en aire. La radiación láser Nd:YAG pasa a través de un atenuador de energía y es enfocada por medio de una lente hasta inducir el rompimiento del medio (aire) [10] [31] [35].	43
2.3.	Esquema experimental a baja presión.	44
2.4.	Esquema experimental para medir el tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación sin campo eléctrico externo alrededor de la presión crítica para la que ocurre la división de la pluma.	45
2.5.	Corrientes positivas en la resistencia	45
2.6.	Corrientes negativas en la resistencia	46
2.7.	Esquema experimental para la expansión de la pluma de ablación bajo la fuerza de un campo eléctrico externo perpendicular a la expansión de la pluma.	47
3.1.	Señal del tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación de un blanco de aluminio a 150 mtorr de aire, $4.8J/cm^2$	51
3.2.	Señal del tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación de un blanco de cobre a 150 mtorr de aire, $4.8J/cm^2$	52
3.3.	Señal del tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación de un blanco carbono a 150 mtorr de aire, $4.8J/cm^2$	53
3.4.	Comparación de los tiempos de vuelo de los iones de aluminio a 150 mtorr de aire y $4.8 J/cm^2$ con diferentes distancias entre la placa colectora y el plasma inducido en la superficie de aluminio.	54
3.5.	Señal a diferentes energías del tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación sobre un blanco de Al a 150 mtorr de aire	54
3.6.	Señal a diferentes energías del tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación sobre un blanco de Cu a 150 mtorr de aire	55
3.7.	Señal a diferentes energías del tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación sobre un blanco de C a 150 mtorr de aire	55

3.8.	Ajuste de la distribución de Maxwell-Boltzmann a la señal de los iones. Al a 150 mtorr de aire, $7.5 \pm 0.5 J/cm^2$	56
3.9.	Ajuste de la distribución de Maxwell-Boltzmann a la señal de los iones para Cu a la izquierda y para C a la derecha a 150 mtorr de aire, $7.5 \pm 0.5 J/cm^2$	57
3.10.	Velocidad más probable de los iones de la pluma de ablación en función de la fluencia para blancos de Cu, Al y C con barras de error y línea de guía para el ojo.	58
3.11.	Producción del ión más abundante en la pluma de ablación medida con la amplitud positiva máxima de la señal en función de la energía, 150 mtorr	59
3.12.	Producción de electrones por dos contribuciones: por desprendimiento de la superficie del blanco y los producidos de la pluma de ablación, medida con la amplitud negativa máxima de la señal en función de la energía, 150 mtorr	59
3.13.	Q promedio de iones en a) y Q promedio de electrones en b) a 150 mtorr de aire	60
3.14.	Señal de la pluma de ablación sujeta a la fuerza de un campo eléctrico externo de valor $1.25 \times 10^4 V/m$ a 150 mtorr de aire, $4.8 J/cm^2$ para Cu y Al respectivamente	63
3.15.	Señal de la pluma de ablación sujeta a la fuerza de un campo eléctrico externo $1.25 \times 10^4 V/m$ C a 150 mtorr de aire, $4.8 J/cm^2$	63
3.16.	Comparación de la señal del tiempo de vuelo de las partículas de la pluma con campo eléctrico externo a diferentes valores. El blanco es Al con 150 mtorr de aire como gas ambiente y $3.5 J/cm^2$	67
3.17.	Señal del tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación de Al bajo la influencia de un campo eléctrico externo $E_{ext} = 1.25 \times 10^4 V/m$ a diferentes presiones	68
3.18.	Señal para el blanco de Cu en un campo externo de $1.25 \times 10^4 V/m$ a dos diferentes presiones donde se muestra que la señal es proporcional al número de partículas que logran llegar a las placas.	69
3.19.	Señal para el blanco de C en un campo externo de $1.25 \times 10^4 V/m$ a diferentes presiones donde se muestra que la señal es proporcional al número de partículas que logran llegar a las placas	69
3.20.	Amplitud de la parte negativa de la señal en función de la presión con un ajuste a la forma $y = ax^b$. Al con $1.25 \times 10^4 V/m$, fluencia $4.8 J/cm^2$	70
3.21.	Amplitud de la parte negativa de la señal en función de la presión con un ajuste a la forma $y = ax^b$. Cu con $1.25 \times 10^4 V/m$, fluencia $4.8 J/cm^2$	70
3.22.	Comparación de la señal Al en un ambiente de aire y de argón a $200 \pm 50 mtorr$, fluencia $4.8 mJ/cm^2$	71
3.23.	Al en un ambiente de Ar de $200 \pm 50 mtorr$ a diferentes fluencias.	71
3.24.	Al en un ambiente de Argón a 200 mTorr y $4.8 J/cm^2$, $E_{ext} = 5.2 \times 10^3 V/m$ comparada con una señal en ambiente de aire a 200 mTorr y mismos valores de E_{ext} y fluencia	72
3.25.	Comparación de la señal Cu en un ambiente de aire y de argón a $200 \pm 50 mtorr$ energía incidente láser $4.8 J/cm^2$	73
3.26.	Señal eléctrica de Cu en un ambiente de Ar de $200 \pm 50 mtorr$ a diferentes fluencias.	73
3.27.	Cu en un ambiente de Argón $200 \pm 50 mtorr$ con $5.2 \times 10^3 V/m$ comparada con una señal en ambiente de aire y el mismo valor del campo E	74
3.28.	Comparación de la señal C en un ambiente de aire y en un ambiente de argón a $200 \pm 50 mtorr$ fluencia $4.8 J/cm^2$	74
3.29.	Señal eléctrica de la pluma de Carbono en un ambiente de Ar de $200 \pm 50 mtorr$ a diferentes fluencias.	74

3.30. Señal eléctrica de la pluma de Carbono en un ambiente de Argón $200 \pm 50 \text{mtorr}$ con $5.2 \times 10^3 \text{V/m}$ comparada con una señal en ambiente de aire y el mismo valor del campo E y presión, 4.8J/cm^2 75

Lista de Tablas

3.1.	Valores de distancia y ángulo preferentes con los cuales los iones inciden sobre la placa colectora	56
3.2.	Valor de las propiedades involucradas en la profundidad de absorción de la radiación láser por la superficie del blanco.	62
3.3.	Valor de la profundidad de penetración δ , longitud de difusión térmica L , profundidad de absorción Z y de la masa irradiada por el láser, donde m_{min} corresponde al área de la energía mínima del láser utilizada y m_{max} a la energía máxima del láser utilizada.	62
3.4.	Valores de σ a temperatura ambiente y κ a la temperatura del punto de ebullición para los tres blancos. El cobre tiene el valor más grande en κ y el menor en σ	62
3.5.	Velocidad de los electrones primarios. Con 200V entre las placas no se observa la señal que indica la llegada de electrones primarios, con 300V entre las placas ya se observa la señal que indica la llegada de estos, entonces el valor umbral del potencial al cual se vence la energía cinética de los electrones primarios se encuentra en el intervalo 200V-300V, por lo que la velocidad de estos se encuentra entre $0.02c$ y $0.03c$, donde c es la velocidad de la luz.	67

Agradecimientos

Agradezco al Posgrado en Ciencias Físicas por la formación que recibí en su programa. A los miembros que conformaron mi Comité tutorial: Dr. Mayo Villagrán Muniz, Dra. Alicia María Oliver y Gutiérrez y Dr. Luis Rodríguez Fernández por el valioso tiempo que siempre tuvieron disponible para mí.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por la beca otorgada durante la maestría y desarrollo de esta tesis. A los proyectos IN 114009 de DGAPA y "Desarrollo de tecnologías ópticas para el estudio superficial de materiales" del Instituto de Ciencia y Tecnología del Distrito Federal (ICyTDF).

Agradezco al Dr. Mayo Villagrán Muniz, director de esta tesis, por la oportunidad concedida para desarrollar este proyecto en el Laboratorio de Fotofísica. A los miembros del jurado: Dra. Citlali Sánchez Aké, Dr. Mayo Villagrán Muniz, Dr. Julio Javier Martinell Benito, Dra. Alicia María Oliver y Gutiérrez y Dr. Manuel Gerardo Quintana García por sus valiosas críticas y observaciones que enriquecieron este trabajo.

Agradezco a todos los miembros del Laboratorio de Fotofísica por la ayuda que siempre me brindaron en los aspectos académicos y personales, por todo el apoyo y disposición que siempre recibí de su parte.

Abstract

The time-of-flight of particles of the ablation plume was studied with several background pressure of air and argon and using a collector plate. Under vacuum conditions (below 10^{-4} mTorr) the expansion dynamics of the ablation plume is relatively well understood, whereas under conditions of a background gas the expansion of the plume has not been much investigated [11]. A systematic experimental study of the temporal evolution of the ablation plume in a gas and how it differs from the vacuum case was first performed by Geohegan and Puretzky using ICCD imaging [11] [15]. They observed that during expansion into low-pressure background gases, the ion flux in the laser ablation plasma plume was split into fast and slow components over a limited range of distances and pressures (200mTorr and around 2cm). Also, other physical processes may occur, like particle ionization of background gas by the collisions and transfer of momentum between particles of the ablation plume and the particles of background gas, this phenomenon is reported by Bailini et al [8].

We particularly emphasize the plasma expansion with background air pressure around 150 mTorr because the peculiar plume splitting has been observed only close to this particular pressure. Laser-induced plasmas generated from targets of aluminum, copper and carbon using the fundamental output of nanosecond duration from a pulsed Nd:YAG laser were studied using a collector plate connected to target and grounded. There are two distinct peaks occurring in the collector plate current signal. The first one is negative and corresponds to electrons of the ablation plume and to electron flux through circuit formed between the target and collector plate. When enough energy from laser radiation is absorbed by the surface of target then an intensive electron emission occurs, these electrons are called *fast prompt electrons*. This leads to accumulation of positive charge on the irradiated surface and free electrons from the collector plate flux towards the target. Another peak is positive and corresponds to the arrival of ions at the collector plate. With these two peaks in the signal one can measure the time-of-flight of the particles in a scope.

On the other hand in order to measure the speed of fast electrons ejected in the early stage of ablation, an external electric field was placed perpendicular to plasma expansion in order to observe the arrival of fast electrons at a positive plate and to measure the speed, finding that it is between $0.02C$ and $0.03C$, where C is the speed of light. When there is an electric field the collector plate current signal has three peaks, the first is sharp, positive and almost coincides with the laser pulse and corresponds to the arrival of fast electrons. The other two are the same as before, negative and positive corresponding to the arrival of electrons and ions respectively.

The same experiment was performed taking argon as background gas. In this case ions were not able to arrive at the plate due to electrostatic interaction between the ionization of background gas atoms and the plume ions. Consequently the ions plume were slowed down by electrostatic force. However the peak corresponding to fast electrons when the expansion of the plume was perturbed by an external electric field was observed.

Resumen

La dinámica de la expansión de la pluma de ablación bajo condiciones de vacío (menor a $10^{-4}mTorr$) esta relativamente bien entendida, pues mucho se ha documentado en la literatura de las investigaciones que se han hecho en torno a este fenómeno. Sin embargo la expansión de la pluma a través de un gas ambiente es un tema que actualmente ha tenido interés, principalmente por sus aplicaciones en la técnica de PLD. Un estudio sistemático experimental de la evolución temporal en un gas y como éste se diferencia del caso de vacío fue hecho por Geohagan y Poretzky usando imágenes de una cámara ICCD [15]. Ellos observaron que durante la expansión de la pluma a través de un gas ambiente dentro de un intervalo de presiones alrededor de 150mtorr, el flujo de iones de la pluma de ablación se divide en una componente lenta y una componente rápida. Otros fenómenos han sido observados, como la ionización de las partículas del gas ambiente, debido a las colisiones y transferencia de momento entre las partículas de la pluma de ablación y las del gas ambiente, este fenómeno esta reportado por Bailini [8].

En el presente trabajo el tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación fue estudiado a diferentes presiones de aire y argón. Particularmente se enfatizó la expansión del plasma en aire alrededor de 150 mTorr porque la división de la pluma ha sido observada alrededor de esta presión. Se diagnosticaron plasmas inducidos por láser generados en blancos de aluminio, cobre y carbono utilizando la salida fundamental (1064 nm) de un láser Nd:YAG con un pulso de nueve nanosegundos de duración. El tiempo de vuelo se obtuvo con una placa colectora conectada al blanco y aterrizada. Se observó una señal producida por la corriente que generan las partículas que alcanzan la placa colectora. Esta señal se caracteriza por tener dos picos. El primero es negativo y corresponde a los electrones de la pluma de ablación y al flujo de electrones a través del circuito formado entre el blanco y la placa colectora. Cuando la superficie del blanco absorbe energía suficiente proveniente de la radiación láser entonces ocurre una emisión intensa de electrones. Estos electrones son llamados *electrones primarios rápidos*. La emisión de estos electrones lleva a la acumulación de carga positiva sobre la superficie irradiada provocando que los electrones libres de la placa colectora (que es de aluminio) fluyan a través del circuito hacia el blanco. El otro pico de la señal es positivo y corresponde a la llegada de los iones de la pluma a la placa colectora. Con estos dos picos en la señal, se puede medir el tiempo de vuelo de las partículas en un osciloscopio.

Por otro lado, para obtener mediciones de la rapidez de los electrones rápidos que escapan de la superficie del blanco en la etapa más temprana de la ablación, se coloca un campo eléctrico externo, perpendicular a la expansión de la pluma de ablación y de esta manera se observa

la llegada de los electrones rápidos a la placa positiva. Con la señal de los electrones rápidos desviados de su trayectoria por la acción de un campo eléctrico se puede estimar su rapidez, se estima que ésta se encuentra entre $0.02C$ y $0.03C$, donde C es la rapidez de la luz. Cuando la pluma se expande bajo la acción de un campo eléctrico externo, la señal se divide básicamente en tres partes, la primera es un pico que casi coincide con el pulso láser y corresponde a la llegada de los electrones primarios a la placa positiva. Los otros dos son los mismos que anteriormente se mencionaron, el negativo y positivo correspondientes a la llegada de electrones e iones respectivamente. Además la parte negativa que corresponde a los electrones aparece con una estructura de varios picos que la conforman.

El mismo experimento fue implementado tomando argón como gas ambiente. En este caso los iones no pueden llegar a la placa debido a que los átomos de argón se ionizan e interaccionan de manera electrostática con los iones de la pluma. De esta manera, los iones de pluma son frenados por la fuerza electrostática. Por otro lado, los electrones rápidos si fueron detectados cuando se coloca un campo eléctrico externo.

Introducción

La invención del láser ha contribuido al desarrollo tecnológico de los últimos años. Hoy en día casi todos los experimentos en física experimental y otras áreas de la investigación científica incluyen láseres. En muchos de estos extraordinarios y prometedores experimentos, se llevan a cabo investigaciones que revolucionarán la realidad científica y tecnológica.

El láser también participa en el desarrollo de nuevas tecnologías más eficientes y de menor costo en diversas áreas como por ejemplo: energía solar, telecomunicaciones y computación por citar algunas. Es por ello el interés en obtener más y mejores materiales que funcionen como celdas fotovoltaicas, cristales fotónicos, guías de onda para chips atómicos, etc.

El estudio de plasmas es de suma importancia por la física fundamental involucrada en las interacciones entre sus partículas y con el campo electromagnético, estas dan lugar a fenómenos como: ondas (en plasmas astrofísicos y plasmas confinados magnéticamente), oscilaciones e inestabilidades por citar algunos de ellos. Además los plasmas tienen múltiples aplicaciones científicas y tecnológicas, como la obtención de películas delgadas por las técnicas de pulverización catódica (sputtering) y el depósito de películas delgadas por láser pulsado. Existen otras posibles aplicaciones de los plasmas inducidos por láser que actualmente se encuentran en desarrollo, en la sección Apéndice A de la presente tesis se mencionan algunas de éstas. Para poder manipular los parámetros de los plasmas, se requiere tener una caracterización detallada de sus propiedades tales como la temperatura y la densidad de carga. Para ello es necesario diseñar en los laboratorios experimentos dedicados a explorar dichas propiedades.

En los últimos años una técnica para depósito de películas delgadas que ha dado muchos resultados es la de *ablación láser*, o depósito por láser pulsado (PLD), por sus siglas en inglés (*Pulsed Laser Deposition*). PLD es un técnica muy simple, pero en contraste con su implementación, los procesos físicos que intervienen son muy complejos y no del todo entendidos. Es por ello el interés en explorar sus propiedades. Dichos procesos se componen de tres principales intercambios de energía: *interacción láser-blanco*, *interacción de las partículas de la pluma entre sí y con el gas ambiente* y la *interacción plasma-sustrato*. Por su relevancia física, en la presente tesis se diseña un experimento dedicado a explorar algunas propiedades específicas de las dos primeras etapas de la pluma de ablación, tales como la carga que se induce en la superficie del blanco después de la radiación láser sobre su superficie y la influencia del gas ambiente en la propagación de la pluma. Además también se perturbó la expansión de la pluma con un campo eléctrico externo, obteniendo con ello información de los electrones primarios, los cuales escapan de la superficie del blanco antes de la formación del plasma.

Es importante resaltar la importancia de la ablación láser como parte del desarrollo de nuevas tecnologías, dentro del uso y producción de películas delgadas de nuevos materiales, aplicados a diferentes campos de interés tecnológico. Para tal objetivo, es indispensable entender cada uno de los procesos físicos que se involucran en el fenómeno, con el fin de poder manipular de una manera más eficiente los parámetros que participan. Varios autores han contribuido con diversos trabajos teóricos, de simulación numérica, y experimentales. Especialmente se ha trabajado y documentado la expansión de la pluma en vacío (10^{-5} Torr). Pero cuando la pluma se expande en un gas ambiente, muestra complejidades tales como: división de la pluma en una componente rápida y una componente lenta e ionización (para ciertos gases) de los átomos del gas ambiente.

El objetivo de la presente tesis es la implementación de una técnica eléctrica que permita obtener mediciones del tiempo de vuelo de las partículas de un plasma inducido por láser, que se expande en un gas ambiente con presiones cercanas a la crítica en cual ocurre la división de la pluma. El plasma se induce sobre la superficie de tres blancos sólidos diferentes: aluminio, cobre y grafito. Cada material tiene una estructura distinta, el aluminio y el cobre son metales y el grafito es un *semimetal*. Actualmente en el grafito existe un interés especial por su uso en el desarrollo de nanotubos.

Básicamente a través de las mediciones del tiempo de vuelo de las partículas del plasma, se hace una estimación de la velocidad de las mismas. La técnica consistió en usar una placa plana de aluminio como colectora de partículas y obtener una señal de la corriente generada por las partículas cargadas que llegan a la placa. También se propone una técnica para medir la velocidad de los electrones primarios, que escapan de la superficie del blanco y que dan origen a las primeras ionizaciones que conforman el plasma. Esta técnica consistió en colocar un campo eléctrico perpendicular a la expansión del plasma con un par de placas de aluminio paralelas. En este caso también se obtiene una señal de la corriente generada por las partículas que llegan a las placas. Al estar presente el campo eléctrico las partículas cargadas desvían su trayectoria hacia las placas y la estructura de la señal observada muestra que se colectan electrones primarios.

El presente trabajo se divide en cuatro capítulos: el primer capítulo titulado **Conceptos** da una descripción muy general de los procesos físicos involucrados y de las principales terminologías. Básicamente es una revisión bibliográfica de los conceptos manejados en el área de los plasmas inducidos por láser y de algunas contribuciones de diversos autores.

El segundo capítulo titulado **Método Experimental** da una descripción del sistema experimental empleado para obtener las mediciones. Se da información de los elementos que componen el arreglo y el papel que cada uno tuvo en el arreglo experimental.

El tercer capítulo titulado **Resultados y Discusión** muestra los resultados obtenidos en las mediciones de los tiempos de vuelo de las partículas del plasma y se comparan las velocidades obtenidas para los tres blancos. También se compara la capacidad de producir iones y electrones de los plasmas de cobre, aluminio y grafito. En este capítulo hay una sección dedicada a mostrar los resultados de cuando se perturba la expansión del plasma con un campo eléctrico externo y se muestra la velocidad estimada para los electrones primarios. Otra sección de este capítulo

es la que se dedica a observar como cambia la señal eléctrica en función de la concentración del gas ambiente y se hace una comparación entre aire y argón como gases ambiente.

Finalmente se presentan las **Conclusiones** del trabajo, donde se plantean los alcances que la técnica puede tener para dar información de las diferentes etapas de evolución del LIP, las ventajas sobre otras técnicas, la posibilidad de optimizar los resultados y la contribución que éstos diagnósticos podría dar a las técnicas ya conocidas.

Capítulo 1

Conceptos

En este capítulo se presentan de manera general los principales conceptos físicos involucrados en el desarrollo de la presente tesis, desde la definición general de plasma hasta el complicado concepto de la ablación inducida por láser. El enfoque de esta tesis está dirigido principalmente hacia los *plasmas inducidos por láser* sobre blancos de aluminio, cobre y carbono. El fenómeno se produce cuando radiación láser se concentra en una área focal, con intensidades del orden de $10^9 W cm^{-2}$. Esta energía es suficiente para inducir el rompimiento de los enlaces en los átomos. Cabe mencionar que el blanco en general puede ser también un medio gaseoso o un líquido. En estos casos, la concentración de la energía en un volumen focal, produce el rompimiento eléctrico del medio, que se debe a la producción de una ionización en cascada [36]. En los plasmas inducidos por láser, ocurren procesos de ionización multifotónica, absorción, producción de par ión-electron y excitación multifotónica de un átomo a un estado excitado. Además de las colisiones entre átomos y electrones libres que a través de la absorción de fotones, adquieren suficiente energía para ionizar y producir una avalancha o cascada de ionización. En el caso de blancos sólidos, se desprende material de la superficie que se ioniza y se expande lejos del blanco.

Existe una mayor eficiencia en la remoción del material cuando se trabaja con longitudes de onda que pertenecen a la región ultravioleta (UV). Por otro lado, para las longitudes de onda en la región del infrarrojo (IR), como $\lambda = 1064$ nm que es la longitud de onda utilizada en el presente trabajo, se encuentra que existe una mayor eficiencia de excitación de las especies en el plasma [40]. En el primer caso prevalece el efecto fotoeléctrico o la fotoionización, ya que cuando la energía de radiación incidente es mayor a la energía de enlace, se lleva a cabo el desprendimiento de electrones o el rompimiento de los enlaces [40]. Para el caso de longitudes de onda larga los mecanismos térmicos son los que prevalecen.

Mucho se ha estudiado acerca de la expansión de una pluma de ablación en vacío (10^{-6} Torr), y el proceso está relativamente bien entendido [4] [8] [15] [17]. Sin embargo cuando una pluma se expande a través de un gas ambiente ocurren fenómenos de gran complejidad entre la interacción de las partículas de la pluma con las del gas de fondo. En particular, se ha encontrado que la pluma se divide en dos componentes cuando se expande a través de un gas ambiente con presiones entre 100 y 200 mTorr. El presente trabajo está dedicado a la observación de las

partículas de la pluma de ablación, cuando esta se expande en un gas de fondo, especialmente en las presiones reportadas como críticas para que ocurra la división de la pluma. Dicho esto, en las secciones consecuentes se presentan uno a uno los conceptos de mayor importancia de esta investigación.

1.1. Plasma

Un plasma es una colección de átomos, iones y electrones libres, que en conjunto es eléctricamente neutro. Una de sus características es que las partículas actúan de una manera colectiva. La interacción entre partículas se ve afectada en conjunto por la presencia de campos externos: eléctricos y magnéticos.

Los mecanismos físicos fundamentales en la descripción de los plasmas son: excitación, relajación, ionización, recombinación e intercambio de carga. Para mantener el equilibrio entre las densidades de iones y de electrones, los procesos de recombinación deben ser balanceados por los procesos de ionización. Para que esto ocurra es necesaria la presencia de un campo eléctrico local, debido a alguna partícula cargada, que imparta la suficiente energía a los electrones presentes, para que estos induzcan fenómenos de ionización [45].

Considerando un campo eléctrico, E , que actúa sobre un ión que se encuentra inicialmente en reposo, entonces el trabajo, W , ejercido sobre el ión es:

$$W = \mathbf{F} \cdot \mathbf{x} = Eex = \frac{Ee}{2} \frac{Ee}{m_i} t^2 = \frac{(Eet)^2}{2m_i} \quad (1.1)$$

donde m_i es la masa de ión, x es el desplazamiento, t el tiempo durante el cual actúa el campo E y e es la carga fundamental. El campo actúa de la misma manera sobre un electrón. Considerando que $m_e \ll m_i$, entonces, para un mismo valor del campo E se tiene que $W_e \gg W_i$. La fuerza de coulomb es la misma para iones y electrones en un plasma, pero debido a la diferencia de masas, para la misma energía cinética, los electrones tienen una velocidad mayor con respecto a los iones.

El concepto de temperatura en una distribución de Maxwell-Boltzmann puede ser aplicado a electrones en un plasma, basada en la hipótesis de que un gran número de electrones de masas iguales colisionan entre sí y con las moléculas e iones presentes en el plasma a un ángulo de impacto variante. Esta aproximación es válida sólo para los sistemas en equilibrio donde se considera que la energía de las partículas es simplemente la energía cinética. Con lo que respecta a un plasma inducido por láser, *LIP* (por sus siglas en inglés *Laser Induced Plasma*), es probable que la distribución sea diferente a la Maxwell-Boltzmann por las interacciones electrostáticas entre las partículas [6] [39]. Un tratamiento riguroso sugiere describir la temperatura con la distribución de Boltzmann, pero este tema sale fuera del alcance del presente trabajo.

Si se supone la aproximación de Maxwell-Boltzmann adecuada, entonces:

$$\frac{1}{2} m_e \bar{v}^2 = \frac{3}{2} k T_e \quad (1.2)$$

donde \bar{v} es la velocidad media. La expresión 1.2 es válida también para átomos neutros. En realidad la función de energía $F(E)$ puede tomar formas distintas a la Maxwelliana, aunque

a energías moderadas y considerando un equilibrio termodinámico local se puede aproximar con esta distribución. Dependiendo del grado de interacción, los electrones pueden tener una temperatura muy diferente a la de los iones y de las partículas neutras.

1.1.1. Longitud de Debye

La fuerza de Coulomb dentro del plasma es, en promedio, igual a cero debido a que la cantidad de electrones y de iones es la misma. Si se consideran pequeñas perturbaciones, provenientes de agentes externos al plasma, que generen potenciales instantáneos en un punto, entonces la interacción de Coulomb no es cero para ambos tipos de partículas. La movilidad de carga influye en la distribución de la misma. Se considera que la densidad de electrones es función de la posición, $n_e(x)$, por simplicidad en una sola dirección y además se supone que el análisis es análogo para las dos direcciones restantes. Las escalas de tiempo de movilidad para electrones son muy cortas en comparación con la de los iones (por su diferencia de masas), por lo que se puede considerar que la densidad n_i permanece constante, mientras $n_e(x)$ varía con la posición. Por lo que la ecuación de Poisson tiene la forma:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_0}(n_i - n_e(x)) \quad (1.3)$$

La distribución de Maxwell-Boltzmann dice que la fracción de electrones $n_e(x)$ en la posición x , depende del valor del potencial en esa posición y de la densidad inicial de electrones antes de que el plasma sea perturbado, donde se cumple que $n_e = n_i$, por lo que se tiene:

$$n_e(x) = n_e \exp\left(-\frac{eV(x)}{kT_e}\right) = n_i \exp\left(-\frac{eV(x)}{kT_e}\right) \quad (1.4)$$

Al sustituir en la ecuación de Poisson:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{en_i}{\epsilon_0}(1 - \exp\left(-\frac{eV(x)}{kT_e}\right)) \quad (1.5)$$

Para el caso en el que $V(x) \ll kT_e$ (esto no se espera para toda x) se puede expandir la exponencial:

$$\frac{d^2V}{dx^2} \approx \frac{e^2n_i}{\epsilon_0}\left(\frac{V(x)}{kT_e}\right) \quad (1.6)$$

Esta ecuación diferencial tiene solución:

$$V(x) = V_0 \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda_D}\right) \quad (1.7)$$

Donde λ_D tiene unidades de longitud y es conocido como *Longitud de Debye*

$$\lambda_D = \left(\frac{kT_e\epsilon_0}{n_e e^2}\right)^{1/2} \quad (1.8)$$

La longitud de Debye indica que el potencial con que se perturba a un plasma es atenuado exponencialmente con la distancia con una constante de decaimiento dada por λ_D . Dice que, desde la perspectiva de una carga, situada en un punto del plasma, las interacciones con otras partículas se dan dentro de una esfera de uno o dos λ_D de radio. Fuera de esta esfera las interacciones son despreciables en comparación al valor dentro de la cubierta. Por lo que el plasma es cuasineutro, excepto para pequeñas fluctuaciones de voltaje que son atenuadas alrededor de distancias del orden de la longitud de Debye.

Uno de los requerimientos para que una colección de partículas cargadas sea considerada un plasma es que el rango de escalas de estos microcampos debe ser muy pequeña comparada con la dimensión total del plasma, es decir, $\lambda_D \ll d$ donde d es una longitud característica del plasma, tal como su diámetro o longitud.

1.1.2. Oscilaciones en el Plasma

Aunque los electrones y los iones se encuentran en conjunto en equilibrio, esto es el resultado promedio de muchas interacciones entre éstos. Si el plasma o una pequeña región del plasma es perturbado por alguna razón, entonces actúan fuerzas de restauración hasta restablecer la neutralidad. Debido a la gran diferencia de masas entre iones y electrones, serán los electrones quienes respondan primero a las fuerzas de restauración. Las perturbaciones inducen oscilaciones de los electrones y de los iones en los plasmas.

Oscilaciones de los Electrones

Para un espacio con densidad de carga n_e debida a los electrones presentes, la ecuación de Poisson unidimensional es:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{n_e e}{\epsilon_0} \quad (1.9)$$

Por lo que el campo está dado por:

$$E = \frac{n_e e x}{\epsilon_0} \quad (1.10)$$

La acción de la fuerza restauradora en el electrón está dada por:

$$m_e \frac{d^2 x}{dt^2} = -eE = -\frac{n_e e^2}{\epsilon_0} x \quad (1.11)$$

La ecuación 1.11 corresponde a la de un oscilador armónico con frecuencia angular dada por:

$$\omega_e = \left(\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (1.12)$$

La frecuencia ω_e es conocida como la "frecuencia del plasma". El tiempo, $\tau = \frac{1}{\omega_e}$, es el que se requiere para que un electrón se desplace una distancia igual a λ_D para mantener la neutralidad del plasma cuando se produce alguna perturbación.

Oscilaciones de los Iones

Los iones también presentan oscilaciones. Debido a la diferencia de masas entre iones y electrones, las oscilaciones de los iones son mucho más lentas comparadas con las de los electrones. La frecuencia de oscilación de los iones suele ser afectada por las oscilaciones debida a los electrones. Sin embargo, a temperaturas muy grandes, se puede probar que la frecuencia de los iones toma la forma [45]:

$$\omega_i = \left(\frac{n_i e^2}{m_i \epsilon_0}\right)^{1/2} \quad (1.13)$$

tal como la frecuencia de oscilación de los electrones.

1.2. Plasmas Inducidos por Láser sobre superficies Sólidas

Un pulso rápido y energético de láser que irradia un blanco sólido produce un plasma que genera una emisión de iones y electrones con grandes velocidades, (del orden de $10^4 m/s$ para iones) y que producen intensas corrientes iónicas y electrónicas. La superficie del sólido absorbe la energía proveniente del láser. Durante dicha absorción, el calentamiento inicial del sólido puede llevar a una fuerte evaporación del material y otros procesos térmicos tales como sublimación, fusión y derretimiento que provocan la liberación de material de la superficie. Otro fenómeno que puede liberar material de la superficie es la explosión. A este conjunto de fenómenos y procesos se le llama **Ablación Láser**

La emisión de iones del plasma es una característica de este, puede funcionar como una herramienta de diagnóstico por medio de la espectroscopia. De esta manera se pueden identificar ciertas propiedades del plasma, que depende de las condiciones de la radiación láser tales como: la fluencia (energía de la radiación láser depositada en una unidad de área), presencia de un gas ambiente y el material del blanco, que para el caso de blancos sólidos, puede tratarse de un metal, un semiconductor o un dieléctrico.

1.2.1. Absorción por Bremsstrahlung Inverso

Se le llama *Bremsstrahlung* a la radiación electromagnética producida por el frenado súbito de una partícula cargada dentro de un campo eléctrico intenso. El proceso inverso "*Bremsstrahlung Inverso*" BI, del inglés *Inverse Bremsstrahlung* corresponde a la absorción de radiación electromagnética en respuesta a la aceleración súbita de una partícula cargada ó a la absorción de un fotón por un electrón en un campo eléctrico generado en el núcleo de un átomo ó por la presencia de electrones libres en un plasma. Electrones en un campo eléctrico de iones ganaran energía y la temperatura electrónica incrementará. BI involucra absorción de fotones por electrones libres, los cuales son acelerados induciendo colisiones con átomos neutros o ionizados. Aunque el BI por colisiones electrón-neutro dan comienzo a los procesos de absorción, el BI por

colisiones electrón-ión domina después de que algunos átomos son ionizados. La sección eficaz para BI debido a colisiones de electrón-neutro es mucho más pequeña comparada con la que se debe a colisiones electrón-ión, ya que influye el rango de la interacción Coulombiana, la cual es de corto alcance para colisiones electrón-neutro comparado con el rango que experimentan las colisiones electrón-ión. Sin embargo, los procesos electrón-neutro son importantes para la etapa inicial de un plasma inducido por láser donde solo se encuentran presentes algunos electrones llamados *primarios*, éstos inicialmente son escasos, producidos por emisiones térmicas del sólido para el caso de longitudes de onda grandes en el infrarrojo ó por procesos de ionización multifotónicos para el caso de longitudes de onda en el ultravioleta.

La profundidad de absorción de la radiación láser Z , depende de la profundidad de penetración δ y de la longitud de difusión térmica L correspondientes al material del blanco y está dada por la siguiente expresión [40]:

$$Z = \delta + L = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\sigma}} + \sqrt{\frac{\kappa}{\rho c_s}\tau} \quad (1.14)$$

donde ω es la frecuencia de radiación láser, μ_0 la permeabilidad magnética en vacío, σ la conductividad eléctrica, κ la conductividad térmica, ρ la densidad, c_s el calor específico y τ el ancho del pulso láser. La profundidad de absorción de energía es más eficiente para materiales con valores de κ grandes. También se puede estimar la masa del blanco efectiva que interactúa con la radiación láser, ya que el volumen irradiado corresponde a ZS_0 con S_0 el área del haz láser enfocado, de esta manera la masa del blanco efectiva que es irradiada con la luz del láser está dada por la siguiente expresión [40]:

$$m = \rho S_0 Z \quad (1.15)$$

donde ρ corresponde a la densidad del blanco.

1.2.2. Electrones primarios (rápidos)

La mayoría de las mediciones de tiempo de vuelo reportadas en la literatura se concentran en la dinámica de átomos e iones y no en la evolución temporal de los electrones. Sin embargo, para tener un mejor entendimiento de los procesos que se llevan a cabo en las interacciones láser-materia y láser-plasma, es necesario analizar el comportamiento temporal de los electrones, ya que la dinámica de éstos, tiene una fuerte influencia en la evolución del plasma. Se ha reportado la emisión de electrones *primarios* ó *rápidos* durante la ablación por láser pulsado para longitudes de onda de 351 nm y 1064 nm [1] [2] [19] [20] [26].

Issac y sus colaboradores [19] [20] reportan la observación de grandes corrientes de electrones con altas temperaturas generados durante la radiación infrarroja proveniente de un láser Nd:YAG sobre un blanco de plata Ag. Las mediciones de tiempo de vuelo que efectuaron con una sonda de Langmuir a un potencial positivo, muestran dos picos, el primero aparece casi simultáneamente con el pulso láser, con un ancho temporal de alrededor de 10 nanosegundos y que se debe a los electrones primarios rápidos, que escaparon del volumen irradiado antes de la formación del plasma. El segundo pico aparece cuando el pulso láser ha terminado, con un ancho temporal

de varios microsegundos y que corresponde a los electrones del plasma [20]. Los electrones primarios son producidos en un intervalo de tiempo correspondiente a la duración del pulso láser, [2] [20].

En metales, la radiación infrarroja incidente láser es absorbida hasta una distancia δ (profundidad de penetración), como resultado de la atenuación exponencial de la radiación electromagnética dentro un medio conductor. La luz es absorbida a través de BI, por electrones que se encuentran dentro de una distancia δ llevando con ello a una rápida ionización antes de que ocurra una ablación significativa del sólido [20]. La energía absorbida es transferida a la red a través de la interacción electrón-fonón, lo cual ocurre dentro algunos picosegundos después de la absorción. De ésta manera, los electrones adquieren una energía térmica por encima de la temperatura de la red. El calor es transferido a la red resultando así en el rompimiento de los enlaces y generando el plasma. Una fracción de electrones irradiados y calentados por el láser pueden escapar de la región de interacción sin ceder energía a la red. Estos electrones rápidos colisionan con los átomos o moléculas del gas ambiente causando su ionización. [19] [20].

Para el caso de la longitud de onda 351 nm la contribución de electrones emitidos por los procesos térmicos a la señal de electrones rápidos es despreciable. En este caso la producción de electrones rápidos se atribuye al efecto fotoeléctrico multifotónico sobre el blanco [1] [2].

Los electrones primarios o rápidos tienen una velocidad más probable del orden $10^6 - 10^7 m s^{-1}$. Su energía cinética es una función de la fluencia láser. También se producen o emiten en función de la fluencia láser. Una intensa emisión de electrones rápidos, genera una densidad de carga sobre la superficie del blanco, causando con ello un fuerte campo eléctrico que influye sobre las especies cargadas producto de la ablación [2].

1.2.3. Inducción de Campo Eléctrico sobre un sólido irradiado con láser pulsado

La ablación de materiales sólidos está precedida por una serie de procesos físicos complejos, tales como: absorción no lineal, fenómenos fuera del equilibrio relacionados con la estructura electrónica y vibracional del sólido y la avalancha de rompimiento que genera un plasma con grandes densidades de electrones e iones.

La explosión de Coulomb (EC), es uno de los mecanismos electrónicos que pueden remover material de la superficie de un sólido cuando es bombardeada por fotones o partículas cargadas. Las características principales de la EC son las siguientes: se genera un campo eléctrico debido a la intensa fotoemisión de electrones ó a la emisión térmica de electrones, dejando una acumulación de carga positiva en la superficie del sólido, así que la fuerza coulombiana repulsiva entre iones rompe los enlaces atómicos, por lo que la capa superficial del sólido es desintegrada [12].

Se ha observado que bajo la acción de fluencias moderadas ($1 - 10 J/cm^2$) los iones están sujetos a un mecanismo de aceleración independiente de la masa. Esto se le atribuye a un campo eléctrico temporal generado en el blanco. Incluso, se han apreciado diferencias en el comportamiento de iones positivos y de iones negativos, donde estos últimos, son retardados por el campo eléctrico generado [2] [12].

El campo eléctrico generado en el blanco irradiado puede alcanzar un valor muy grande, suficiente para romper los enlaces atómicos, y con ello desintegrar la capa superficial del material por EC. El material desprendido de la superficie del blanco por procesos térmicos prevalece en el caso de pulsos láser con una duración de nanosegundos. Para láseres ultracortos CE puede ser un mecanismo con una importante contribución. La estimación del valor umbral del campo eléctrico que puede producir la explosión de Coulomb, está dado por la ecuación 1.16 [12]:

$$E_{th} = \sqrt{\frac{2(\Lambda - 3kT_l)n_0}{\epsilon\epsilon_0}} \quad (1.16)$$

Donde Λ es la energía de sublimación por átomo, n_0 la densidad atómica de red, $3kT_l$ es un término que corresponde a la energía vibracional de la red y ϵ la permitividad eléctrica del material. El valor del campo eléctrico umbral que induce la explosión de Coulomb es del orden de $10^8 V/m$ para conductores y semiconductores.

El transporte electrónico difiere para diferentes materiales que son irradiados por un láser pulsado bajo las mismas condiciones y a densidades moderadas de energía. Además de la fotoemisión, la movilidad de los portadores de carga: electrones y huecos de la red, es el parámetro de mayor influencia en la redistribución de las cargas durante la existencia del campo eléctrico generado bajo la acción de la radiación del láser pulsado. La movilidad es determinada por dos tipos de transporte de carga: *difusión* y *deriva*, incluyendo la difusión térmica en la presencia de gradientes de temperatura.

Un láser pulsado que incide sobre un blanco causa fotoionización, la cual depende de la relación entre la energía del fotón y la brecha de energía del material y también produce fotoemisión, la cual depende de la relación entre la función de trabajo y la energía del fotón. Los electrones excitados a la banda de conducción absorben más radiación láser y pueden producir electrones secundarios debido a las ionizaciones que se producen por colisiones. En suma, estos fenómenos y procesos cambian la respuesta dieléctrica del material y modifican las propiedades ópticas.

Otra consecuencia de la fotoemisión de electrones es la violación de la cuasi-neutralidad del blanco ya que éste adquiere una carga positiva sobre su superficie, generando así un campo eléctrico ambipolar. El campo eléctrico fuerza las cargas a redistribuirse de manera que neutralicen el exceso de carga positiva. La corriente eléctrica generada por el movimiento de las cargas es una superposición de dos componentes: transporte de carga por deriva en el campo eléctrico y transporte por difusión bajo la acción de gradientes de densidad y de temperatura. Esta corriente eléctrica causa una redistribución de electrones libres que a su vez tiene una fuerte influencia en los electrones por fotoemisión y los que provienen de la avalancha por procesos de multiplicación.

Los modelos utilizados para explicar estos procesos pueden dividirse en tres grupos [12]:

- a) El primero basado en difusión ambipolar, con una suposición implícita de un número igual de electrones e iones (o huecos) en el sólido y la preservación de la cuasineutralidad local de la muestra.

- b) Otro modelo desarrollado para semiconductores irradiados por láseres pulsados, toma en cuenta la generación de campos eléctricos locales dentro del sólido con la suposición de que el blanco permanece neutral como un todo. Esto implica la ausencia de electrones por fotoemisión.
- c) Una tercera aproximación llamada *deriva-difusión*, fue propuesta para el caso de un blanco dieléctrico irradiado con un láser pulsado de nanosegundos de duración. Los autores estudiaron la generación de un campo eléctrico, como resultado del calentamiento láser y la emisión termoiónica de electrones excitados a la banda de conducción, así como su difusión y deriva en los campos locales establecidos. Ésta aproximación se ha usado para explicar las cargas inducidas en diferentes materiales bajo la influencia de la radiación de un láser pulsado, tomando en cuenta las propiedades específicas de cada material. Esto implica hacer una estimación de la energía depositada en el sólido que se transmite a la red en forma de calor a través de un intercambio de energía entre los electrones de la red [12].

Las ecuaciones de continuidad para la evolución del transporte de carga inducido por láser, son las siguientes [12]:

$$\frac{\partial n_x}{\partial t} + \frac{1}{e} \frac{\partial J_x}{\partial x} = S_x + L_x \quad (1.17)$$

Donde S_x y L_x representan la fuente y la pérdida de la carga. Estos términos describen la cantidad de cargas libres transportadas, n_x denota la densidad de carga, y el índice $x = e, i$ representan a los electrones y a los iones, respectivamente.

La expresión 1.18 para la densidad de corriente eléctrica J_x incluye términos de arrastre y difusión de carga y puede ser considerada como una ecuación de movimiento [12]:

$$J_x = |e|n_x\mu_x E - eD_x \nabla n_x \quad (1.18)$$

El tiempo y el espacio dependen del coeficiente de difusión D_x , el cual es calculado de acuerdo a la relación de Einstein como $D_x = kT_x\mu_x J_e$, donde T_e representa la temperatura de la carga, K es la constante de Boltzmann, y μ_x la movilidad de las carga. Para esta interpretación se supone que el flujo de transporte de carga es causado por la violación de la cuasineutralidad sobre la superficie del blanco debido a la fotoemisión de electrones y a fuertes gradientes de densidad y temperatura.

La ecuación de Poisson para el campo eléctrico generado por el rompimiento de la cuasineutralidad sobre el blanco irradiado [12]:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} (n_i - n_e) \quad (1.19)$$

Cuando es posible conocer la carga $\frac{e}{\epsilon\epsilon_0}(n_i - n_e)$ a través de métodos experimentales se pueden hacer estimaciones del campo eléctrico.

1.3. Dinámica de la pluma

La expulsión de partículas desde una superficie, provocada por la radiación de un láser de alta intensidad induce la formación de una nube del material ablacionado que además se mueve rápidamente lejos de la superficie del blanco. La nube de ablación láser consiste de átomos excitados y neutros, además de electrones e iones. La palabra **pluma** se refiere a la expansión de material derivado de los procesos de ablación. La pluma puede tener una emisión de luz muy intensa producida por la fluorescencia de los átomos excitados de la nube. Sin embargo, la pluma puede ser o no visible.

Los parámetros físicos de la pluma tales como: distribución de masa, velocidad de átomos e iones y la distribución angular de las especies de la pluma juegan un papel muy importante para las aplicaciones de la ablación láser, tal como la producción de películas delgadas por depósito de láser pulsado, *PLD*, por sus siglas en inglés (*Pulsed Laser Deposition*). En particular, la distribución del grosor en el depósito de películas sobre un sustrato, está determinada por la forma de la pluma. La cual, durante el proceso de expansión desde la superficie del blanco envuelve al sustrato.

Los procesos de ablación usando láseres con pulsos de nanosegundos o de mayor duración, básicamente ocurren en cuatro etapas, aunque estas etapas pueden llegar a coincidir debido a sus tiempos de duración [34]. Una representación esquemática de estas etapas se muestra en la figura 1.1

1. En la primera etapa, la luz de láser incide en el sólido y es absorbida por los electrones de la superficie. Después de algunas decenas de picosegundos, los electrones y los átomos en el sólido alcanzan el equilibrio térmico. Lo que lleva a un aumento de temperatura en el volumen irradiado. En esta etapa las interacciones *láser-sólido* son dominantes.
2. En la segunda etapa, el material del volumen calentado en la primera etapa es liberado del sólido, pero continúa la absorción de energía proveniente del láser, resultando así, la formación de una capa delgada de vapor ionizado en la superficie del blanco sólido. En esta etapa, las interacciones **láser-gas** ó **láser-plasma** son las que prevalecen.
3. La tercera etapa comienza cuando termina el pulso láser. Aquí la pluma se expande adiabáticamente en tres dimensiones. Si la expansión de la pluma es en el vacío, entonces, la forma y la distribución de velocidades alcanzarán asintóticamente valores constantes.
4. Si la ablación toma lugar dentro de un gas de fondo, la presión inicial de la pluma, la cual es muy grande, dirige la expansión como si ésta hubiese ocurrido en el vacío. Después de varios microsegundos, la expansión de la pluma se encuentra determinada por la interacción de los átomos de la pluma con los átomos y moléculas del gas de fondo.

INTERACCION LÁSER-SÓLIDO

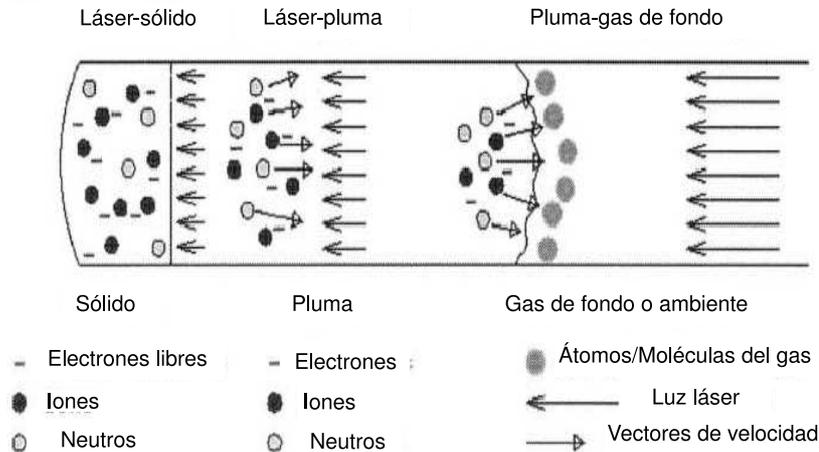


Figura 1.1: Etapas del proceso de Ablación láser [34].

Durante la absorción de luz por el sólido (etapa 1) la temperatura de la superficie se incrementa durante el pulso láser, llevando a una serie de mecanismos térmicos tales como sublimación, fusión y evaporación del material. Si la energía absorbida por el sólido es suficientemente alta, aparecen mecanismos no térmicos que coexisten con los térmicos tal como la **ebullición explosiva**, mecanismo por el cual, nano y micropartículas pueden ser liberadas. En la segunda etapa la expansión de la pluma es calentada por varios procesos de absorción que atenúan la luz del láser que es transmitida a través de la pluma a la superficie del sólido. Inicialmente la pluma se expande dentro de un equilibrio dinámico, de tal manera que la absorción de la radiación láser provee la energía cinética para la expansión.

Para las plumas inducidas por radiación infrarroja, *IR* (como en el presente trabajo), donde se usa un láser pulsado que emite en 1064 nm, la absorción por medio de BI es dominante y la avalancha o rompimiento de ionización puede ocurrir incluso cerca del valor de la energía umbral (energía mínima requerida para desprender partículas de la superficie del blanco). Sin embargo la temperatura del plasma es del orden de algunos eV, la cual no se alcanzaría con solo procesos de BI, lo que indica que los procesos de fotoionización juegan un papel muy importante en el plasma inducido por láser.

Después de que termina el pulso láser de nanosegundos, es decir, después de la primera y segunda etapa, el material liberado como vapor constituye una capa delgada de 10-100 μm de grosor, parcialmente ionizado y se expande lejos de la superficie del blanco. Para fluencias de $1 - 10 J/cm^2$ y diámetro de haz entre $0.01 - 0.1 cm^2$ el número de partículas ablacionadas de un metal está en un rango de 10^{15} a 10^{16} átomos/pulso. Por lo que la densidad de una pluma con

estas características es de $10^{19} - 10^{20} \text{ atomos/cm}^3$ y una temperatura de 2-3 eV, dependiendo siempre de la fluencia y de la volatilidad del material.

El presente trabajo se enfoca en observar la expansión de la pluma en las etapas 3 y 4. La dinámica de la pluma en estas etapas tiene una fuerte dependencia con las etapas 1 y 2 y de las condiciones en las que estas se desarrollan.

1.4. Expansión de la pluma en un Gas ambiente

La dinámica de expansión de la pluma bajo condiciones de vacío (alrededor de 10^{-5} Torr) está relativamente bien entendida y muchas veces descrito por el modelo de Anisimov [5], en el cual se aproxima la forma de expansión de la pluma por un semi-elipsoide que se expande adiabáticamente figura 1.2. Inmediatamente después de la radiación láser, la pluma se expande libremente en el vacío de tal manera que cada elemento de la pluma se mueve sobre la dirección radial con velocidad constante alejándose del centro.

Para el caso de la expansión de la pluma en presencia de un gas ambiente, el cual es muy importante en el Depósito de películas por Láser Pulsado PLD, el gas ambiente puede reaccionar con la pluma y en el caso de crecimiento de películas sobre alguna superficie o sustrato, el gas de fondo puede incorporarse al depósito. En suma, la interacción de la pluma de ablación con el gas puede provocar un decremento en la energía cinética de las especies.

Una considerable fracción de átomos ablacionados que pertenecen a la densa capa de vapor generada por la absorción de la radiación láser sobre la superficie del sólido puede estar ionizada. En la primera etapa de la ablación la presión del material ablacionado es algunos órdenes de magnitud más grande que la presión del gas de fondo, el cual en la presente tesis es de entre 0.1 torr y 0.2 torr. De esta manera los primeros gradientes de presión conducen la expansión de la pluma como si estuviera expandiéndose en el vacío. La expansión de la pluma empuja al gas ambiente lejos del blanco como si fuera un pistón y es frenado tanto por la influencia del gas acumulado en el frente de contacto como por la fuerza ejercida por la presión del gas de fondo. La interacción de la pluma con el gas lleva a la formación de un onda de choque externa propagándose a través del gas de fondo y a una onda de choque interna que se propaga en dirección hacia el blanco. La onda de choque interna se propaga dentro de la pluma, finalmente conduciendo a la formación de un plasma uniforme dentro del frente de contacto (ver figura 1.3 [3]).

Para intervalos de presión de 0.1 – 0.2 Torr y también para cierto rango de distancia entre el detector y el blanco, se observa que la pluma se divide en dos componentes [3], lo cual es una muestra del comportamiento complejo de la pluma dentro de un gas ambiente. La componente rápida corresponde a los iones que penetran el gas de fondo con alguna pequeña dispersión. La componente lenta consiste en los iones que han colisionado con los átomos del gas y que son transportados dentro de la expansión del frente de contacto, el cual continúa frenándose conforme se propaga. Con un detector se puede obtener una señal del Tiempo de Vuelo, TOF,

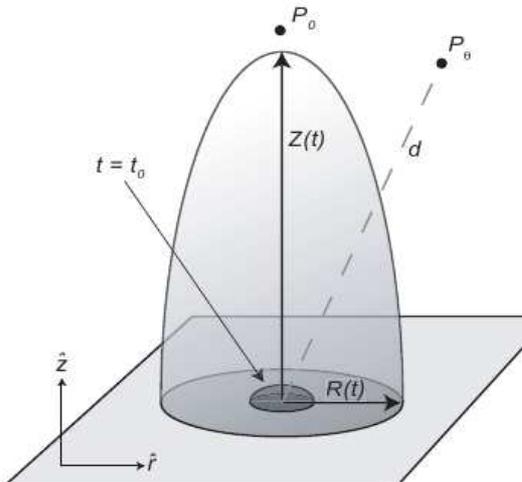


Figura 1.2: Modelo en de la expansión de la pluma en forma elipsoidal en condiciones de vacío [11]

de las componentes de la pluma. La componente más rápida tiene TOF semejantes a los de la expansión en vacío [3].

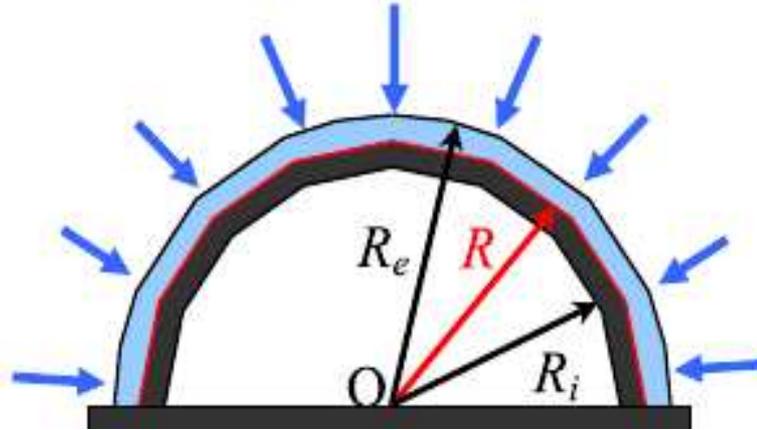


Figura 1.3: Esquema de la expansión de la pluma desde el blanco con R , radio del frente de contacto, R_i radio interno de la pluma del material y R_e radio externo que barre el gas de fondo [3].

1.5. Influencia de la Ionización del Gas Ambiente en la Expansión de la Pluma

Durante el movimiento de la pluma entre el blanco y un detector o un sustrato las partículas ablacionadas de la pluma que se expande, son dispersadas por un número de átomos g del gas ambiente y transfieren, a éstos una fracción de su energía cinética. Suponiendo que estos g átomos se encuentran en reposo con respecto al movimiento de la pluma, la fracción f , de energía perdida por una partícula de la pluma con masa atómica m en una colisión con un átomo g de masa atómica M es [8]:

$$f = 2Mm/(M + m)^2 \quad (1.20)$$

Además de los efectos de dispersión por el gas ambiente, la expansión de la pluma se ve afectada por la ionización de los átomos g del gas ambiente en contacto con el frente de la pluma. Los autores Bailini y otros [8] estudiaron tales mecanismos en la expansión de la pluma, en la presente sección se presenta el modelo que ellos desarrollaron.

Tomando en cuenta únicamente los más comunes y simples mecanismos de ionización, es decir, transferencia de carga en una colisión entre un ión rápido A^+ y un átomo lento g :



La sección eficaz para esta reacción tiene la forma [8]:

$$\sigma = C \exp\left(-l \frac{|\Delta E|}{4hv}\right) \quad (1.22)$$

Donde C depende de la reacción considerada, ΔE es la diferencia entre los potenciales de primera ionización de las especies involucradas en el intercambio de carga, l es un parámetro adiabático para la reacción ($l \approx 7 \times 10^{-8} \text{cm}$), v es la velocidad de impacto y h es la constante de Plank.

El tiempo de difusión para recorrer una distancia d es:

$$t = \frac{d^2}{D} \quad (1.23)$$

Donde el coeficiente de difusión tiene la forma $D = 2\lambda_{A^+}v_0$, λ es el camino libre medio de un ión A^+ que colisiona con un átomo g y se expresa como $\lambda = 1/(n_g\sigma_{A^+-g})$, n_g es la densidad del gas ambiente o de fondo, σ_{A^+-g} es la sección eficaz de la colisión $A^+ - g$ y v_0 es la velocidad de escape de las partículas ablacionadas provenientes del blanco irradiado. De esta manera la velocidad de expansión de la pluma tiene la forma [8]:

$$v = \frac{1}{2} \left(\frac{D}{t} \right)^{1/2} \quad (1.24)$$

Si se supone que los átomos g se encuentran prácticamente en reposo a la temperatura ambiente, entonces la velocidad de impacto de los iones A^+ dada por la ecuación 1.24. Al sustituir la ecuación 1.22 en la ecuación 1.24 se obtiene la dependencia temporal de la sección eficaz [8]:

$$\sigma = K \exp \left(-l \frac{|\Delta E|}{2h} \left(\frac{t}{D} \right)^{1/2} \right) \quad (1.25)$$

De esta manera, un átomo g que pertenece al gas ambiente y que se encuentra en contacto con la pluma de ablación es ionizado después de recorrer una distancia:

$$\lambda(t) = \frac{1}{n_{A^+}\sigma} \quad (1.26)$$

La longitud de la expresión 1.26 corresponde a la trayectoria de camino libre medio del proceso de transferencia de carga.

En este modelo se supone que todos los átomos g que entran en contacto con el frente de la pluma durante un tiempo de ionización t_i se convierten en iones g^+ . Este tipo de iones forman una capa cargada que se encuentra en contacto con el frente de la pluma. La acumulación de carga es más pronunciada cuando $M > m$, debido a que la velocidad de los iones g^+ , después de la colisión será mucho menor que la velocidad de los iones A^+ . Sin embargo, otros iones A^+ provenientes del centro de la pluma sobrepasan a los ahora más lentos (después de la colisión con átomos g) iones A^+ y entran en contacto con la capa cargada. La capa cargada es de algunas longitudes de Debye λ_{D,g^+} para el gas considerado. El crecimiento de esta capa cargada puede ser suficiente para producir un potencial que decrece con la distancia d con la forma $\exp(-d/\lambda_D)$. Para distancias mayores de $d^* \approx 4\lambda_{D,g^+}$ el potencial producido por los iones g^+ es atenuado por las fuerzas de restauración que se explican en la sección 1.1.1. La longitud de Debye λ_{D,g^+} tiene la forma:

$$\lambda_{D,g^+} = \left(\frac{\epsilon_0(kT)_{g^+}}{(n_{g^+})e^2} \right)^{1/2} \quad (1.27)$$

Al suponer que todos los átomos g que se encuentran en contacto con el frente de la pluma se ionizan, se forma una capa cargada de espesor d^* , que produce un campo eléctrico E que a su vez afecta los iones A^+ únicamente en una región muy pequeña de la pluma, que corresponde a los alrededores del frente de expansión, el grosor de esta región es del orden de la longitud de Debye para los iones A^+ :

$$\lambda_{D,A^+} = \left(\frac{\epsilon_0(kT)_{A^+}}{(n_{A^+})e^2} \right)^{1/2} \quad (1.28)$$

El movimiento de los iones de la pluma A^+ bajo la presencia de un gas de fondo, es el resultado de la superposición del movimiento por difusión en la ausencia de gas ionizado y del frenado que sufren los iones debido a la repulsión electrostática inducida por los iones g^+ . Los iones de la pluma A^+ que entran a la *región de frenado* (llamado así por la presencia de una diferencia de potencial muy grande que frena los iones en una región muy cercana al frente de la pluma) sufren una gran pérdida de energía cinética. Los iones A^+ provenientes del interior de la pluma que llegan a la región de frenado continúan perdiendo energía cinética durante el tiempo que se encuentre presente la capa cargada de iones g^+ , hasta que dichos iones se recombinen y neutralicen con electrones libres.

1.6. Distribución de Maxwell-Boltzman para las velocidades de los iones de ablación inducida por láser

Los plasmas generados por láseres pulsados son considerados extraordinarias fuentes de iones, los cuales son muy importantes debido a su eficacia para extraer material sólido evaporado y por su facilidad de implantación. Además, los iones emitidos también son usados como herramientas de diagnóstico. El tiempo de vuelo, TOF, es la herramienta de diagnóstico más simple, con la cual es posible obtener mediciones para las corrientes y la energía de los iones. Utilizando un colector de iones, básicamente una placa que sea sensible a las partículas cargadas y que registre la corriente total, I_{CI} , de los iones que tienen diferentes estados de carga, q , a una distancia, l , tomada desde el blanco irradiado durante la expansión del plasma en el vacío [23].

$$I_{CI}(l, t) = \sum_q I_q(l, t) \quad (1.29)$$

Donde t es el tiempo de vuelo y $I_q(l, t)$ es la corriente de iones que tiene un estado de carga q . Cuando los iones con diferente q han sido separados durante la expansión libre del plasma, inciden por separado sobre el colector de iones. Entonces un intervalo de velocidades iónicas puede ser determinado, y el correspondiente espectro de energía también puede ser determinado de una manera muy simple. La distribución de iones de diferentes cargas es resultado

de un campo eléctrico generado por el plasma en la superficie del blanco. Debido a la presencia de este campo, los iones de mayor carga son acelerados durante la etapa más temprana de la expansión del plasma, por lo que estos iones son los que van al frente de la corriente iónica.

Cuando un grupo de iones con diferentes estados de carga alcanza el detector (colector), este registra un promedio de las cargas existentes. La corriente de iones puede ser reconstruida de corrientes de todos los estados de carga. Los iones gradualmente llegan al colector con una velocidad decreciente $v = \frac{l}{t}$ y con un promedio del estado de carga q_p que tiene como variable al tiempo. La expresión para q_p es de la forma [23]:

$$q_p(t) = \frac{\sum_q q \cdot n_q(t)}{\sum_q n_q(t)} \quad (1.30)$$

Donde n_q representa la concentración de iones con el estado de carga q . El tiempo de vuelo resuelto para iones es usualmente derivado de una distribución Maxwell-Boltzmann con velocidad de corriente u (velocidad del centro de masa) [23],

$$dN(\vec{v}, T, u) = N_0 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \exp\left\{ \frac{-m [v_x^2 + v_y^2 + (v_z - u)^2]}{2kT} \right\} dv_x dv_y dv_z, \quad (1.31)$$

donde m es la masa de las partículas, \vec{v} la velocidad, k la constante de Boltzmann y T es la temperatura del plasma, dN es el número total de partículas que tienen una velocidad entre v y $v + dv$, N_0 es el número total de partículas.

La velocidad de corriente (el centro de masa de las velocidades) es introducida tomando como dirección de movimiento de la pluma a lo largo de la normal a la superficie del blanco, y se le designa el eje z . Esta distribución de velocidades es considerada válida tanto para partículas neutras como para partículas cargadas que colisionan durante las primeras etapas de la expansión de la pluma.

Se utiliza la relación $r = vt$, donde r es la distancia que han recorrido las partículas desde el blanco durante un tiempo t , y se toma el elemento diferencial del volumen de una esfera $dV = 4\pi r^2 dr$, para obtener una expresión para el número de partículas por unidad de volumen al tiempo t a una distancia r desde el blanco [43].

$$\rho(x, y, z, t) = N_0 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{t^{-3}}{4\pi} \exp\left\{ \frac{-m [x^2 + y^2 + (z - ut)^2]}{t^2 2kT} \right\} \quad (1.32)$$

La suposición esférica se hace dentro de un intervalo de distancias relativamente pequeñas entre el blanco y el detector. En vacío, del orden de $10^{-5} Torr$ los detectores son colocados en la mayoría de los casos lejos del blanco, entre los 30 cm y los 80 cm. Es así que para este tipo de condiciones la mejor forma de describir la expansión de la pluma es con la forma del semi-elipsoide. Sin embargo para el caso de la presencia de un gas ambiente, éste ejerce una presión en el frente de la pluma y la deforma. A distancias de algunos centímetros con respecto al blanco la expansión de la pluma es esencialmente esférica.

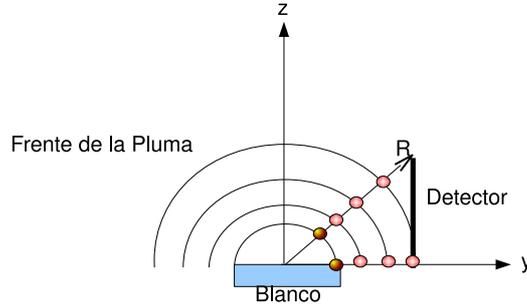


Figura 1.4: La expansión de la pluma incide en diferentes puntos de la placa colectora (detector) a diferentes radios del frente de contacto, R .

La densidad de corriente J , es decir, las partículas cargadas por unidad de tiempo por unidad de área, es:

$$\mathbf{J}(x, y, z, t) = \rho \mathbf{v} = \rho t^{-1} r \hat{r} \quad (1.33)$$

Donde $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ y \hat{r} es el vector unitario a lo largo de la línea que va desde el blanco al detector. En la presente tesis, el detector corresponde a un placa circular de aluminio, de 5cm de diámetro y 2mm de espesor. La placa se colocó a un costado del blanco. Sobre la superficie de la placa inciden las partículas cargadas induciendo así una corriente. Debido a la geometría esférica de la expansión de pluma se puede suponer que sobre el detector inciden diferentes puntos del frente de la pluma a diferentes radios, un esquema de esta descripción en dos dimensiones se puede ver en la figura 1.4. Conforme se expande la pluma, el radio del frente de contacto crece y alcanza a cubrir todos los puntos del detector de área circular.

Se considera en dos dimensiones el movimiento de las partículas de la pluma, el radio del frente de expansión r y el ángulo incidente θ , ver en la figura 1.4. Las partículas inciden sobre la placa colectora después de recorrer una distancia r desde el blanco y con un ángulo θ con respecto a la normal a la superficie del blanco. En coordenadas polares se puede expresar la ecuación 1.33 para la densidad de corriente en la placa colectora, de esta manera con las sustituciones $x = r \cos(\theta)$, $y = r \sin(\theta)$ y la velocidad del centro de masa en términos de la velocidad térmica, la expresión queda de la siguiente manera [43]:

$$v_{c.m.} = \lambda \sqrt{3kT/m} \quad (1.34)$$

Donde λ es un parámetro de proporcionalidad, si de $\lambda = 1$ entonces la velocidad del centro de masa coincide con la velocidad térmica. Específicamente lo que se requiere es tener una expresión para la densidad de corriente de los iones que inciden sobre el detector, para lo cual se define la variable adimensional:

$$\eta_J = t/t_{max} \quad (1.35)$$

Donde t_{max} corresponde al tiempo donde ρ alcanza el valor máximo en el detector. Así en estos términos [43]:

$$\begin{aligned} \mathbf{J}(r, \theta, \lambda, \eta_J) &= \left(\frac{512}{9}\right) \left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} \left(\frac{kT}{m}\right)^{1/2} \frac{N_0}{r^3} \exp\left(\frac{-3\lambda^2}{2}\right) (\phi\eta_J)^{-4} \\ &\times \exp\left\{\left[-\frac{32}{3}(\phi\eta_J)^{-2}\right] [1 - 3(\lambda \cos \theta)(\phi\eta_J)/4]\right\} \hat{r} \end{aligned}$$

donde:

$$\phi = \left\{ \sqrt{(\lambda \cos \theta)^2 + \frac{16}{3}} - (\lambda \cos \theta) \right\} \quad (1.36)$$

A través de la señal que genera el detector se puede identificar el tiempo máximo, t_{max} , en un osciloscopio. Además, a través de un ajuste de la expresión 1.36 a la señal obtenida por el detector, se podría obtener una estimación del radio y del ángulo de los iones que inciden sobre la superficie del detector, para con ello calcular la velocidad más probable, la que corresponde a la población de partículas que en su número es mayor comparada con el resto que constituyen la pluma de ablación.

Capítulo 2

Método Experimental

2.1. Introducción

Se obtuvo un plasma inducido por láser al enfocar un láser Surelite I de Continuum pulsado Nd:YAG (*yttrium aluminum garnet*) sobre blancos sólidos de grafito, cobre y aluminio. El láser se operó a $\lambda = 1.06\mu m$, a una repetición de 10 Hz, con un ancho de pulso de 9ns y un área de haz aproximadamente $0.14mm^2$ para la mínima energía (4 mJ) y $0.88mm^2$ para la máxima energía (72 mJ). El haz del láser fue enfocado con una lente convergente de distancia focal 10cm sobre la superficie de cada uno de los blancos.

En vista de que se ha observado que la división de la pluma en dos componentes ocurre a una presión ambiente alrededor de 150 mtorr, en la presente tesis se enfatiza en este rango de presiones. Como se cita en el capítulo 1 las dos componentes en las que se divide la pluma son: una rápida y una lenta. La primera mantiene velocidades cercanas a la que presenta una expansión en el vacío (ligeramente atenuada), y la segunda corresponde a la parte de la pluma que pierde más de su energía cinética a través de las colisiones con partículas del gas ambiente. Básicamente se trabaja con dos tipos de gas ambiente: aire y argón y se comparan las diferencias.

Se implementa una placa de aluminio como colectora de partículas, la placa es plana, circular y de 5cm de diámetro. Ésta se coloca perpendicular a la normal a la superficie del blanco, aproximadamente a 3.8cm de distancia. La placa colectora es conectada a un circuito RC que funciona como un filtro para evitar los picos de alto voltaje que pudieran dañar al osciloscopio.

Un capacitor requiere un tiempo para cargarse igual al voltaje aplicado. Este tiempo depende de los valores de la capacitancia y de la resistencia $\tau = RC$. Al tiempo necesario para que la carga alcance el 63.2% de su valor final se le llama *tiempo característico*. En este caso, el circuito tiene un capacitor de $151pF$ y una resistencia de 3.6Ω por lo que el tiempo característico del circuito es de $\tau = 5.4 \times 10^{-10}s$. Cuando el voltaje del capacitor alcanza el valor del voltaje de entrada, la carga deja de fluir a través de este. En ese momento se dice que el capacitor está totalmente cargado. Teóricamente eso requiere un tiempo infinito, pero en la práctica se ha observado que ese tiempo en realidad es de 5τ , ya que a partir de ese tiempo el voltaje

alcanzado es 99.3% de su valor final. Esto quiere decir que para un tiempo $5\tau = 2.7 \times 10^{-9}s$ por el capacitor dejará de pasar corriente eléctrica a menos que la variación de la corriente alterna le permita descargarse, pero esto depende del tipo de variación temporal que tenga la corriente. El filtro RC funciona para corrientes alternas provenientes de las partículas cargadas del plasma en la superficie del blanco y "suaviza" las variaciones de voltaje.

La señal de la corriente eléctrica que inducen las partículas que llegan a la placa, se mide a través de la resistencia del circuito RC. Si el capacitor se carga completamente, entonces la corriente total del circuito fluye a través de la resistencia.

Con la placa colectora se obtienen los tiempos de vuelo de las partículas de la pluma de ablación y con ello se hacen las estimaciones de sus velocidades.

Parte del presente trabajo es perturbar la expansión de la pluma con un campo eléctrico constante externo con una par de placas idénticas a la placa colectora. Con la presencia del campo eléctrico externo se pretende cambiar la trayectoria inicial de las partículas de ablación y de esta manera coleccionar electrones primarios, sección 1.2.2. El campo eléctrico externo se coloca de manera perpendicular a la expansión de la pluma con un par de placas equidistantes y con una diferencia de potencial constante, ver figura 2.1. Los electrones primarios siguen una trayectoria sobre la normal a la superficie del blanco, pero cuando existe un campo eléctrico perpendicular a su trayectoria, la fuerza de Coulomb la desvía hacia la placa positiva.

Dentro del laboratorio de Fotofísica, anteriormente se ha implementado la técnica de perturbar con un campo eléctrico externo la expansión del plasma inducido por láser, especialmente para plasmas inducidos en aire, ver figura 2.2, y con ella se ha obtenido información de sus propiedades [10]. Un ejemplo es la cuantificación de la energía que consume la formación del plasma, con respecto a la energía incidente inicial del láser [31] [35]. En este caso, el estudio se llevó a cabo a presión atmosférica y los autores obtuvieron una señal proporcional a la energía que consume el plasma. Estas señales son rápidas, duran alrededor de 100 ns y tienen una amplitud de algunos mV y se debe al potencial generado por las partículas cargadas del plasma. Parte de los resultados obtenidos en ese trabajo fueron motivo para implementar la técnica a bajas presiones. En la figura 2.1 se muestra el esquema experimental donde se coloca un campo eléctrico constante por medio de un par de placas que fungen como electrodos. Inmerso en este campo se encuentra el plasma inducido por láser sobre un blanco sólido. Con una lente de 10 cm de distancia focal, se concentra la energía de radiación del láser Nd-YAG y se induce el rompimiento eléctrico del medio. La placa aterrizada se encuentra conectada a un circuito RC, y en un osciloscopio se observa la señal que genera la caída de potencial a través de la resistencia.

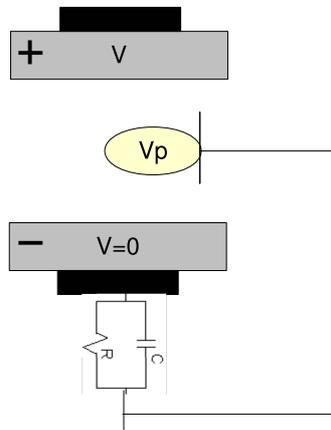


Figura 2.1: Esquema del campo eléctrico constante perpendicular a la expansión de la pluma de ablación.

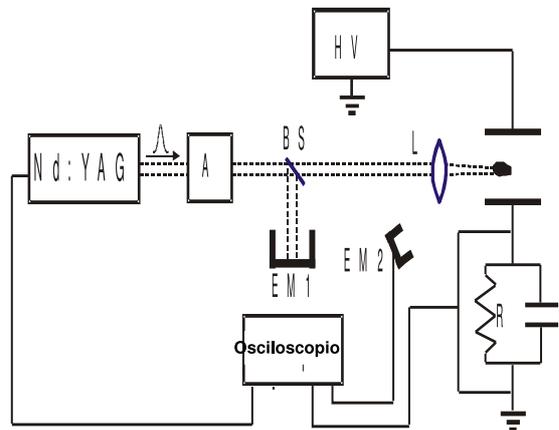


Figura 2.2: Sistema experimental montado para diagnósticos en plasma inducido por láser en aire. La radiación láser Nd:YAG pasa a través de un atenuador de energía y es enfocada por medio de una lente hasta inducir el rompimiento del medio (aire) [10] [31] [35].

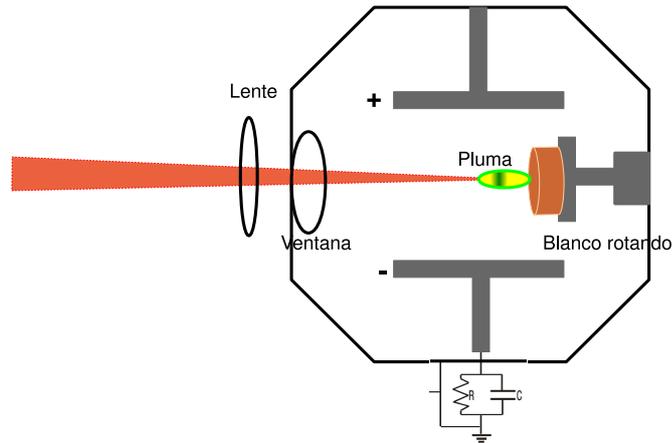


Figura 2.3: Esquema experimental a baja presión.

2.2. Método a bajas presiones: Expansión de la pluma de ablación a través de un gas ambiente

Para estudiar la expansión de la pluma de ablación en un intervalo de presiones alrededor de 150 mtorr, se implementa el sistema experimental de la figura 2.1, pero ahora con el plasma dentro de una cámara de vacío. Se trata de una cámara de dimensiones de 15cm x 15cm, con tres ventanas de vidrio a través de las cuales se puede observar el plasma inducido por láser. Esto queda representado en la figura 2.3. Se mantuvo rotando el blanco (60rot/min) para irradiar un área uniforme y obtener una señal estable. Las señales obtenidas a través de la caída de potencial en la resistencia del circuito RC son de varios volts y con facilidad saturan la pantalla de muestreo del osciloscopio, por esta razón se utilizó un valor de 3.6Ω que es adecuado para observar las señales en el osciloscopio, ya que por la ley de Ohm $V = RI$, el voltaje es proporcional a la resistencia.

Para reducir la presión dentro de la cámara de ablación se empleó una bomba rotatoria Alcatel modelo Pascal 2005 SD con una velocidad de extracción de $5.4m^3/h$. El medidor empleado fue un Pirani de la marca *mks* de las series 315 y un medidor *mks* 953.

Con un fotodiodo de silicio sensible a la longitud de onda 1064 nm se obtiene la señal del pulso láser para indicar el comienzo del fenómeno o tiempo cero de la señal, y con respecto a éste se mide el tiempo de vuelo de las partículas. La señal de la caída de potencial a través de la resistencia es disparada con la salida de sincronización de la lámpara del láser Nd:YAG.

Para medir la velocidad más probable de las partículas de la pluma de ablación, cuando ésta se expande a través de un gas ambiente sin un campo eléctrico que pueda modificar la trayectoria de las partículas y su energía cinética, se usa la placa colectora conectada al circuito RC como placa colectora de partículas a un potencial 0V, es decir conectada a tierra. Como la placa se encuentra a un costado del blanco, las partículas que inciden sobre la placa, lo hacen con un ángulo sólido que cubre cierta área de la placa induciendo una corriente en el circuito

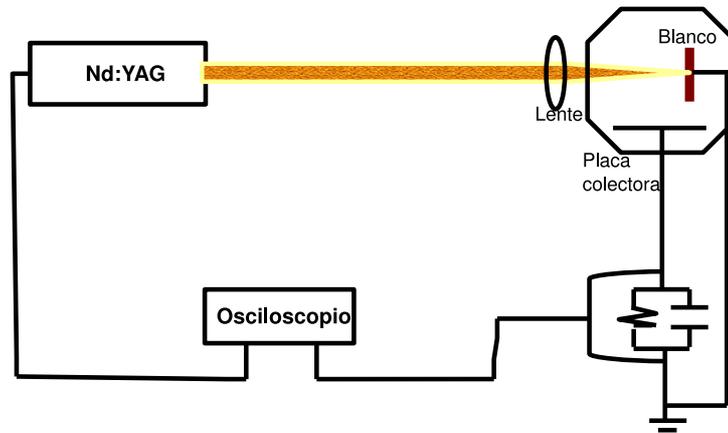


Figura 2.4: Esquema experimental para medir el tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación sin campo eléctrico externo alrededor de la presión crítica para la que ocurre la división de la pluma.

RC conectado a la placa colectora. En la figura 2.4 se muestra el montaje experimental para esta parte del trabajo, donde sólo se coloca una placa colectora de partículas conectada en serie con un circuito RC y el blanco irradiado con el láser pulsado.

En las figuras 2.5 y 2.6 se muestra la resistencia donde se mide la señal. Los signos + y - en la resistencia indican el cable BNC que se conecta al osciloscopio. En la resistencia se mide una corriente positiva cuando un electrón q^- pasa a través de la resistencia en la dirección de - a +, o bien, cuando un ión q^+ pasa a través de la resistencia en la dirección de + a -, ver figura 2.5. Por otro lado, se miden corrientes negativas cuando un q^- pasa a través de la resistencia en la dirección de + a - ó cuando pasa un q^+ en la dirección de - a +, ver figuras 2.6.

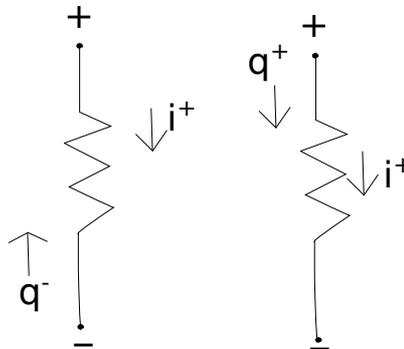


Figura 2.5: Corrientes positivas en la resistencia

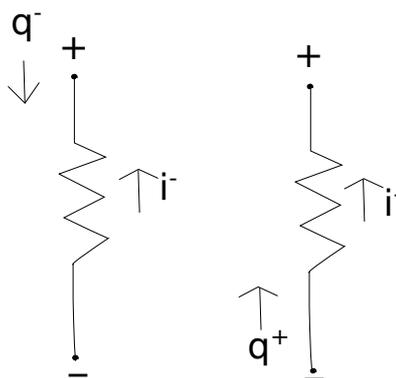


Figura 2.6: Corrientes negativas en la resistencia

2.3. Configuración de expansión de la pluma de ablación bajo la influencia de un campo eléctrico externo

El propósito de aplicar un campo eléctrico externo perpendicular a la expansión de la pluma de ablación es desviar la trayectoria inicial de las partículas cargadas. Cuando éstas son extraídas de la superficie del blanco se alejan de éste sobre la dirección radial. Los electrones primarios se producen en menor cantidad que los iones y electrones de la pluma y se alejan sobre la dirección normal a la superficie al blanco con velocidades muy grandes, del orden de $10^7 m/s$, sección 1.2.2.

Para coleccionar electrones primarios se requiere un campo eléctrico externo, de tal magnitud que la energía potencial eV_{ext} sea igual a la energía cinética de los electrones y éstos puedan ser desviados hacia la placa positiva, donde son coleccionados por ésta. En la figura 2.7 se muestra la configuración con campo eléctrico externo, en este caso, el blanco es colocado entre un par de placas equidistantes que se mantienen a un potencial constante. La señal obtenida en esta configuración con campo eléctrico externo corresponde a la caída de potencial a través de la resistencia del circuito RC. La diferencia de potencial se mantiene con una fuente de alto voltaje modelo 52241 marca Leybold.

Las presiones alrededor de 150 mtorr son mantenidas en la configuración con campo eléctrico externo constante, para observar como son afectadas las partículas de la pluma de ablación y para poder coleccionar a los electrones primarios. Esta configuración con campo eléctrico externo se compara en aire y en argón como gases ambiente por separado. Como la intensidad del campo eléctrico depende de la distancia entre las placas y del voltaje aplicado entre éstas se pueden aplicar diferentes valores del campo eléctrico externo E_{ext} .

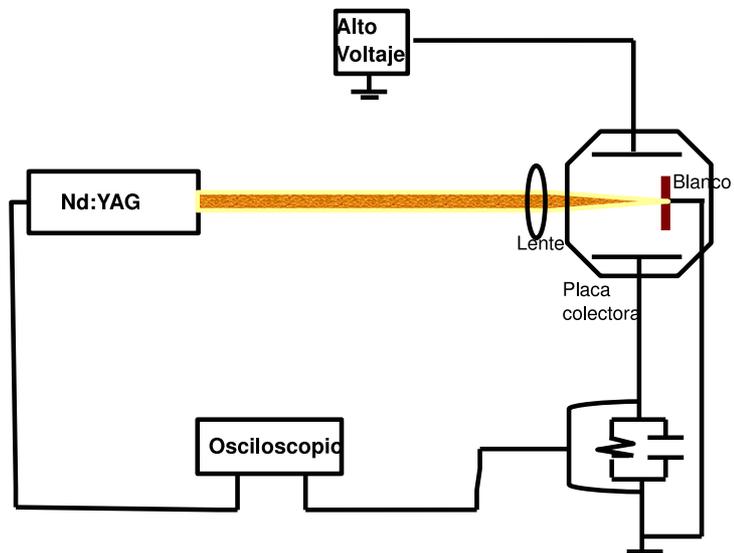


Figura 2.7: Esquema experimental para la expansión de la pluma de ablación bajo la fuerza de un campo eléctrico externo perpendicular a la expansión de la pluma.

Capítulo 3

Resultados y Discusión

El tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación es una herramienta de diagnóstico para obtener información acerca de las propiedades de la pluma de ablación. Además, diversos parámetros pueden variarse para establecer diferentes condiciones de la ablación láser, tales como la energía de radiación láser, la presión y el tipo de material que funcione como blanco. El plasma generado por láser involucra una serie de procesos muy complejos, que se llevan a cabo tanto en la superficie del blanco sólido, así como durante la expansión de la pluma, algunos de ellos son: excitación, interacción electrón-átomo, procesos de intercambio de carga y expansión adiabática. Todos estos fenómenos intervienen en cada uno de los resultados que se presentan en este capítulo. Con el sistema experimental que se describió en el capítulo 2, se logró observar iones de la pluma de ablación y parte de los efectos en la superficie del sólido cuando es irradiado por un láser pulsado.

Se caracterizó la pluma de ablación bajo la variación de diferentes parámetros físicos, tales como la concentración del gas ambiente (presión), la presencia de un campo eléctrico durante la expansión de la pluma, y los tres tipos de blanco: aluminio, cobre y carbono (grafito). Cada uno de estos resultados se estructura de la siguiente manera: primero se presenta la expansión de la pluma a través de aire a una presión alrededor de 150 mTorr, después se muestran los resultados de perturbar la expansión de la pluma con un campo eléctrico constante perpendicular a la normal de la superficie del blanco y finalmente la expansión de la pluma en argón como gas ambiente.

Se utilizó un láser pulsado Nd:YAG con fluencias entre 2 y 8 J/cm^2 , operando a 1064 nm para irradiar los blancos de aluminio, cobre y carbono. La pluma del material ablacionado se expande en una atmósfera a diferentes presiones y por medio de las mediciones del tiempo de vuelo se obtiene la velocidad de los iones que es del orden de $10^4 m/s$. El blanco se encuentra conectado a un circuito RC y a la placa colectora en serie. Se observa en un osciloscopio una señal debida a la caída de potencial a través de la resistencia que da información de la carga inducida en la superficie del blanco y de los electrones e iones de la pluma que alcanzan la placa colectora.

3.1. Especies en la pluma del plasma inducido por láser sin campo eléctrico externo

Se emplea una placa colectora conectada a un circuito RC tal como se muestra en la figura 2.4 del capítulo 2, en donde a través de la caída de potencial en la resistencia, se obtiene una señal originada por las partículas que circulan a través de ella. Las partículas del plasma de ablación llegan a la placa e inducen una corriente.

Para el caso de metales, como lo son cobre y aluminio, e incluso semimetales como el grafito (carbono), los electrones libres adquieren una energía cinética muy grande durante la radiación láser, y son desprendidos de la superficie del blanco (electrones primarios), induciendo una carga positiva en su superficie [2] [12] [20]. Cuando más electrones pueden ser desprendidos de la superficie del blanco, es mayor la carga positiva que se induce sobre la misma. Esto implica una movilidad de carga en el área irradiada para restablecer la neutralidad del blanco como se describe en la sección 1.2.3 .

Existen factores que pueden intervenir en el camino libre medio de los electrones primarios que son desprendidos de la superficie del blanco, tales como la existencia de otras partículas con las cuales lleve a cabo procesos de frenado por colisiones. Entonces el campo eléctrico inducido sobre la superficie del blanco los forzará a regresar. Además como el blanco se encuentra conectado a tierra y a la vez a la placa colectora, los electrones de la placa fluyen hacia el blanco para ayudar a neutralizar la carga positiva. Cuando se forma el plasma en la superficie del blanco, las partículas emitidas por el plasma, electrones e iones, alcanzan la placa. Así que inicialmente, se produce una corriente debida a la neutralización del blanco, y debida también a la llegada de electrones a la placa. Los electrones y los iones se encuentran sujetos a las mismas fuerzas de interacción, pero sus masas hacen la diferencia en la movilidad que cada uno posee. De esta manera, son los electrones los que primero alcanzan a la placa colectora.

En las gráficas 3.1, 3.2 y 3.3, se observa la señal obtenida través de la caída de potencial en la resistencia del circuito RC, conectado a tierra y a la placa colectora. La primera parte de la señal es negativa, corresponde al flujo de electrones a través del circuito hacia el blanco, para neutralizar la carga positiva, y también a la llegada de electrones provenientes de la pluma de ablación a la placa.

Los iones del plasma que alcanzan la placa colectora producen un pico positivo y de menor amplitud comparado con el correspondiente a la señal de flujo de electrones. Durante los primeros instantes de la formación del plasma, los electrones primarios escapan desde la superficie del blanco, su producción en concentración es de alrededor de dos ordenes de magnitud menor que la producción de los iones existentes en el plasma. Tienen una velocidad con dirección a lo largo de la normal a la superficie del blanco, es por eso que sin la presencia de alguna fuerza que los desvíe hacia la placa colectora estos siguen su trayectoria a lo largo del eje z (dirección de la normal). La pluma de ablación se compone básicamente de iones, átomos neutros y electrones. Los electrones de la pluma son más lentos que los electrones primarios, debido a que se encuentran sujetos a la fuerza del campo interno del plasma, y bajo las interacciones con otras partículas de la pluma.

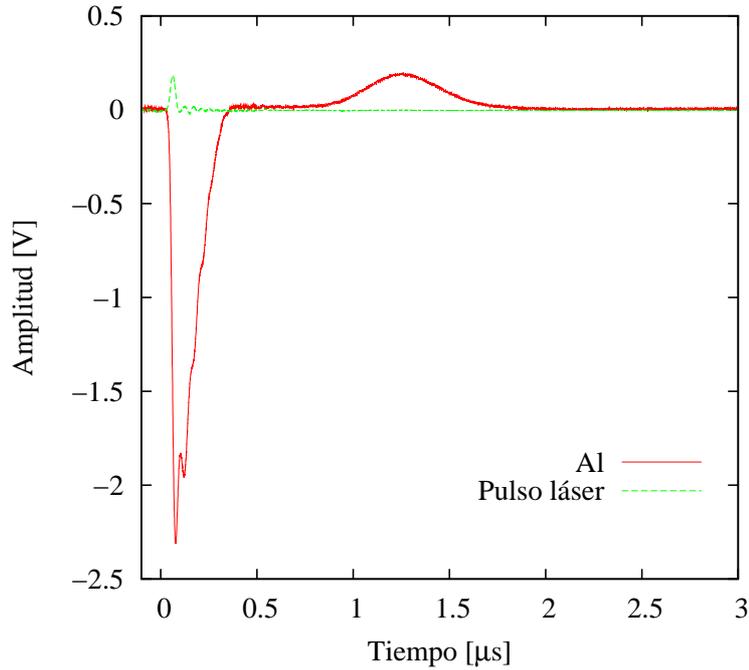


Figura 3.1: Señal del tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación de un blanco de aluminio a 150 mtorr de aire, $4.8J/cm^2$

El tiempo de detección de los partículas depende de su masa y de su energía cinética. Para átomos con masa atómica mayor el tiempo de detección es mayor. En las figuras 3.1, 3.2 y 3.3 se puede observar la diferencia que presentan en tiempo de detección los iones para cada uno de los tres diferentes blancos. Las condiciones de presión, energía incidente y distancia de la placa colectora son las mismas para los tres materiales. El tiempo se mide desde el comienzo del pulso láser, que se obtiene con un fotodiodo, hasta la amplitud máxima de la señal correspondiente a los iones. El fotodiodo es de silicio y es sensible a la longitud de onda 1064 nm, produce una corriente cuando es excitado por un fotón con esta longitud de onda. Se coloca el fotodiodo en un punto a lo largo del camino que el haz del láser recorre hacia la cámara de ablación y se obtiene una señal correspondiente a la corriente inducida por los fotones. El comienzo de esta señal marca el tiempo cero, e indica la diferencia de tiempo entre el pulso láser y la detección de las partículas.

La placa colectora se encuentra colocada a un costado del blanco, es decir, perpendicular a la normal de la superficie del blanco. Es por esta razón, que las partículas que son detectadas por la placa, no son las que van a lo largo de la dirección normal a la superficie del blanco. Sin embargo, son detectadas las que cubren el ángulo sólido correspondiente al área de la placa colectora. Tomando en cuenta la forma esférica que posee la pluma en expansión a través de un gas de fondo, existe un ángulo preferente, $\langle\theta\rangle$, al cual un mayor número de partículas se desplaza hasta llegar a la placa colectora, tal como se describe en la sección 1.6.

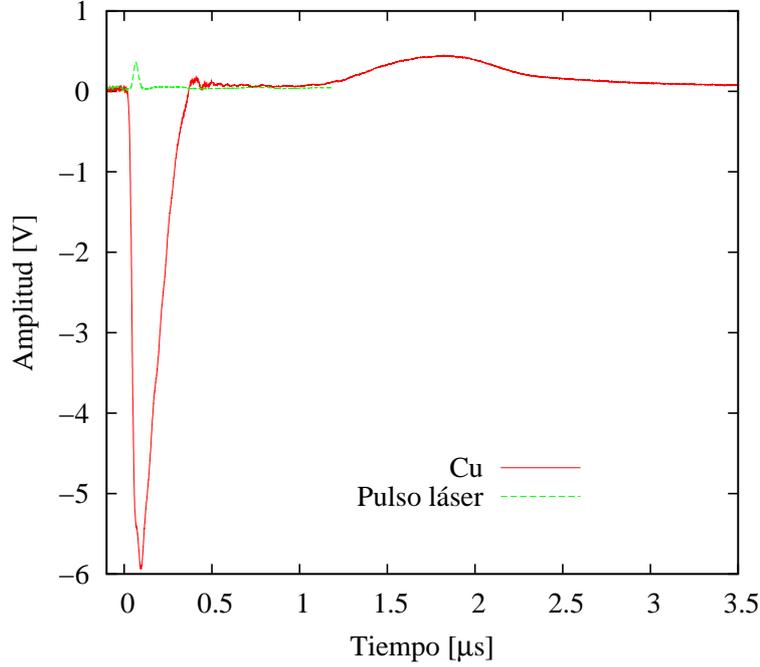


Figura 3.2: Señal del tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación de un blanco de cobre a 150 mTorr de aire, $4.8J/cm^2$

Se observa la llegada de los iones con una señal de corriente positiva. De esta manera, en el osciloscopio se puede observar el valor máximo de la corriente de iones I_{max} y asociar el tiempo de vuelo correspondiente. Este tiempo de vuelo se denota como t_{max} , con la finalidad de normalizar la señal en tiempo t/t_{max} y también en amplitud, I/I_{max} . El valor máximo de la corriente, corresponde a la especie de ión de la pluma que alcanzó la placa colectora un número de veces mayor, con respecto a las otras especies de iones que también fueron detectadas por la placa. Se puede apreciar en las figuras 3.1, 3.2 y 3.3 que para una fluencia de $4.8J/cm^2$ y 150 mTorr, para los tres tipos de blanco, la señal muestra diferentes t_{max} para cada material. Para aluminio se obtuvo: $t_{max_{Al}} = 1.2 \pm 0.4\mu s$, para el cobre: $t_{max_{Cu}} = 1.9 \pm 0.4\mu s$ y para el carbono $t_{max_{C}} = 9.8 \times 10^{-1} \pm 0.04\mu s$. El carbono tiene el menor de los pesos atómicos de los tres elementos $m_{aC} \approx 12.01$, seguida del aluminio con $m_{aAl} \approx 26.98$ y el más pesado es el cobre con un peso atómico de $m_{aCu} \approx 63.54$. Es por ello que presentan diferencias en sus tiempos de vuelo. Aunque cabe señalar que la velocidad de los iones depende también de la fluencia y de la presión del gas de fondo. Es por ello, que para efectos de comparación, en la figuras 3.1, 3.2 y 3.3 se establecen las mismas condiciones de energía y presión. En la figura 3.4 se muestran dos señales de aluminio a 150 mTorr obtenidas con una fluencia de $4.8J/cm^2$ obtenidas a diferentes distancias de la placa colectora desde el blanco. A distancias menores los iones reducen su tiempo de vuelo.

Por otro lado, los tiempos de vuelo para los electrones, medido con la parte negativa de la señal, corresponde a $t_{elec_{Al}} = 70 \pm 15ns$, $t_{elec_{Cu}} = 90 \pm 15ns$ y $t_{elec_{C}} = 80 \pm 15ns$ para aluminio, cobre y carbono respectivamente. Estos tiempos de vuelo son muy cercanos para los tres blancos y

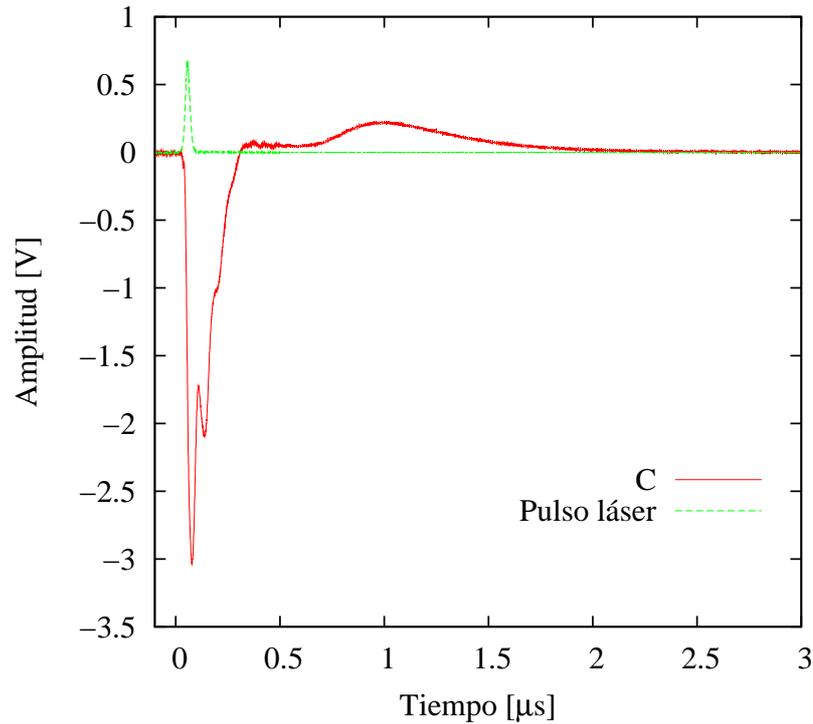


Figura 3.3: Señal del tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación de un blanco carbonoso a 150 mtorr de aire, $4.8J/cm^2$

su valor cae dentro del intervalo de incertidumbre, por lo que no es posible observar entre ellos una clara diferencia, ó bien, se podría suponer que la velocidad con la cual se desplazan los electrones que fluyen desde la placa hacia el blanco, así como también los que provienen de la pluma de ablación y alcanzan la placa colectora, es muy cercana o igual para los tres blancos.

En las figuras 3.5, 3.6 y 3.7 se presentan las gráficas de la señal a diferentes fluencias. Con fluencias mayores crece la intensidad de la señal y decrece t_{max} , es decir, los iones son más rápidos. Esto se debe a que cuando se aumenta la energía depositada en la superficie del sólido, se desprende mayor cantidad de material, el cual se constituye de una gran parte de electrones, iones y cúmulos de material. La superficie del sólido adquiere una intensa carga positiva, tal como se describe en la sección 1.2. Así que, para el re-establecimiento de la neutralidad en el área irradiada del blanco, fluyen electrones de la placa hacia el blanco y además, la placa colecta electrones provenientes del plasma formado en la superficie del blanco. De esta manera, cuando se incrementa la energía depositada en la superficie del blanco, el pico negativo de la señal se incrementa. También los iones aumentan en población y su energía cinética es más grande. Es por eso que las señales con mayor fluencia presentan un incremento en amplitud y un t_{max} menor.

En la sección 1.6 del capítulo de Conceptos se considera la distribución de Maxwell-Boltzmann para describir las velocidades de los iones de la pluma. Bajo las condiciones presentadas en esa sección se efectuó el ajuste de la expresión 1.36 para la densidad de corriente de los iones que

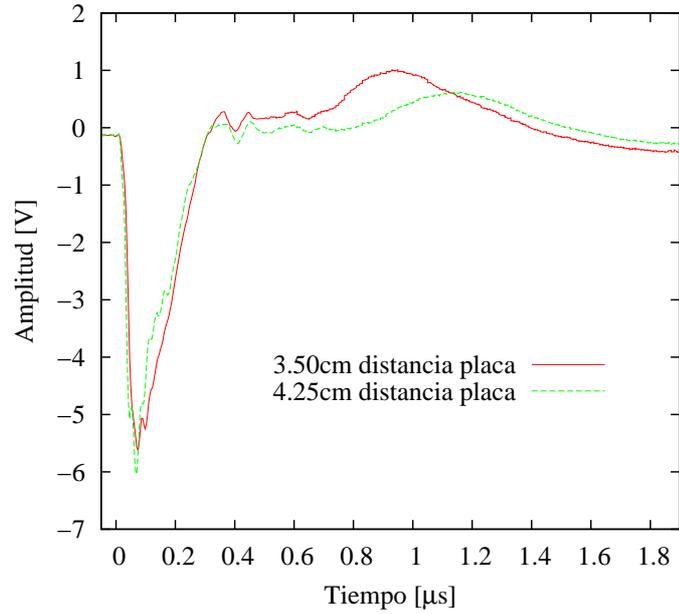


Figura 3.4: Comparación de los tiempos de vuelo de los iones de aluminio a 150 mtorr de aire y 4.8 J/cm^2 con diferentes distancias entre la placa colectora y el plasma inducido en la superficie de aluminio.

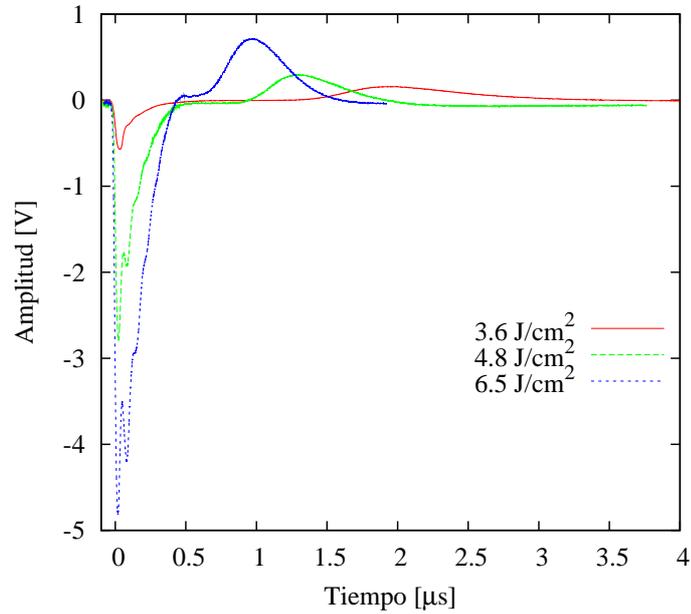


Figura 3.5: Señal a diferentes energías del tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación sobre un blanco de **Al** a 150 mtorr de aire

alcanzan el detector. Con el ajuste se obtienen valores más probables de la distancia, $\langle r \rangle$, que recorren las partículas y del ángulo, θ , con respecto a la normal con el cual llegan al detector. Es importante resaltar que la expresión 1.36 fue desarrollada con un análisis en dos dimen-

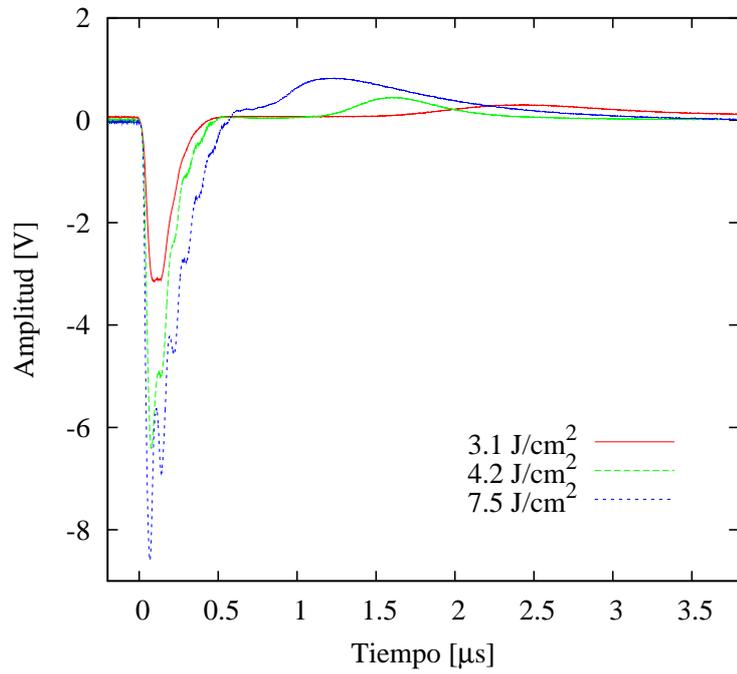


Figura 3.6: Señal a diferentes energías del tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación sobre un blanco de **Cu** a 150 mtorr de aire

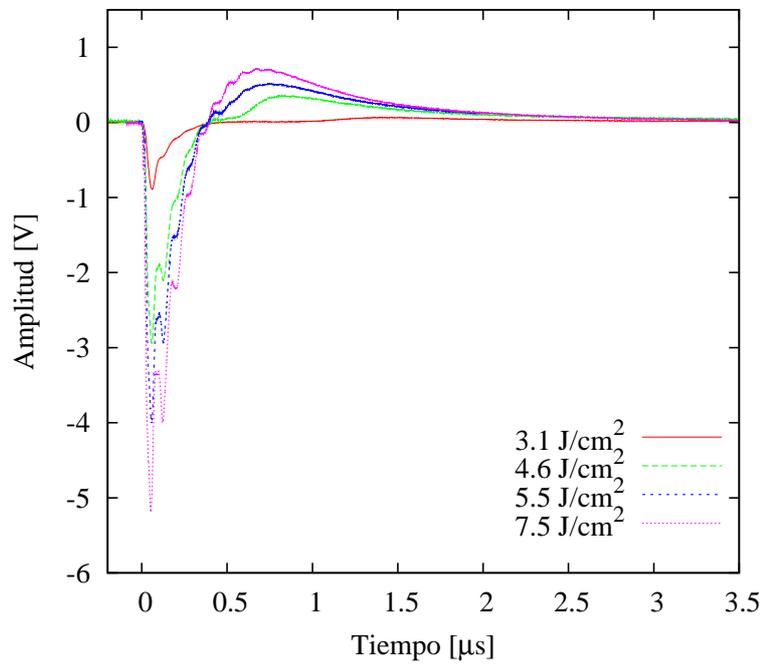


Figura 3.7: Señal a diferentes energías del tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación sobre un blanco de **C** a 150 mtorr de aire

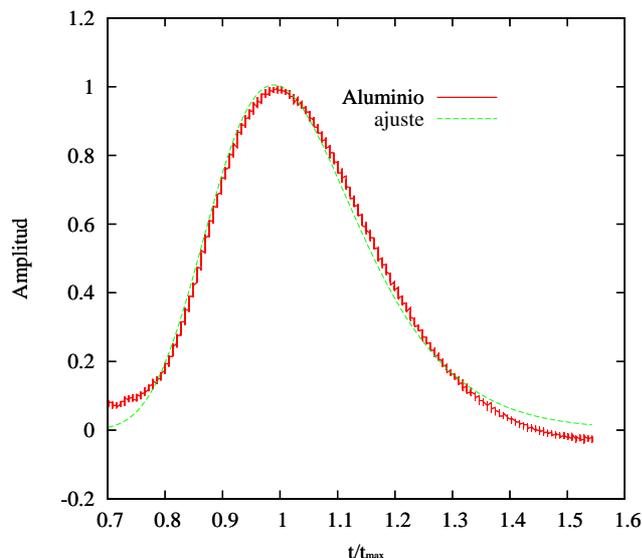


Figura 3.8: Ajuste de la distribución de Maxwell-Boltzmann a la señal de los iones. **Al** a 150 mtorr de aire, $7.5 \pm 0.5 J/cm^2$

Material-Blanco	$\langle r \rangle$ [cm]	$\langle \theta \rangle$	Parámetro λ
Aluminio	4.2 ± 0.8	$62^\circ \pm 5^\circ$	4.5 ± 0.2
Cobre	4.3 ± 0.8	$65^\circ \pm 5^\circ$	1.2 ± 0.5
Carbón	3.7 ± 0.8	$64^\circ \pm 5^\circ$	1.4 ± 0.5

Tabla 3.1: Valores de distancia y ángulo preferentes con los cuales los iones inciden sobre la placa colectora

siones. En el caso de la placa un tratamiento formal implica desarrollar la expresión 1.36 en coordenadas esféricas. Sin embargo, la expresión 1.36 se puede usar para ajustar los datos experimentales y obtener los valores más probables para la distancia recorrida, $\langle r \rangle$, y para el ángulo con el que inciden sobre la superficie de la placa, $\langle \theta \rangle$ con respecto a la normal a la superficie del blanco. Estos valores pueden ser aproximados si se considera que la dirección z , es decir la altura varía con pequeños desplazamientos que se pueden despreciar sobre el detector, y que las partículas se concentran en su mayoría en un solo punto de la placa colectora. Los valores obtenidos corresponden a la mayor parte de las partículas que constituyen en su totalidad la corriente de iones. La corriente iónica, $I_{CI}(l, t)$, es la suma de todas las corrientes, $I_q(l, t)$, de iones que tienen un estado de carga, q , a una distancia l desde el blanco y que alcanzan la placa en diferentes tiempos, t . De esta manera, la amplitud de la corriente $I_{CI}(l, t)$, es proporcional a la concentración de iones $I_q(l, t)$, por lo que la amplitud máxima, I_{max} , corresponde a los iones más abundantes en el plasma de ablación. Además, cuando se encuentran varias especies de iones, el ancho de la línea a la mitad del máximo (FWHM) de la señal crece.

Los ajustes de la Distribución de Maxwell-Boltzmann para las señales de aluminio en la figura 3.8, cobre y carbono en la figura 3.9 se efectuaron sobre la parte positiva de la señal, es

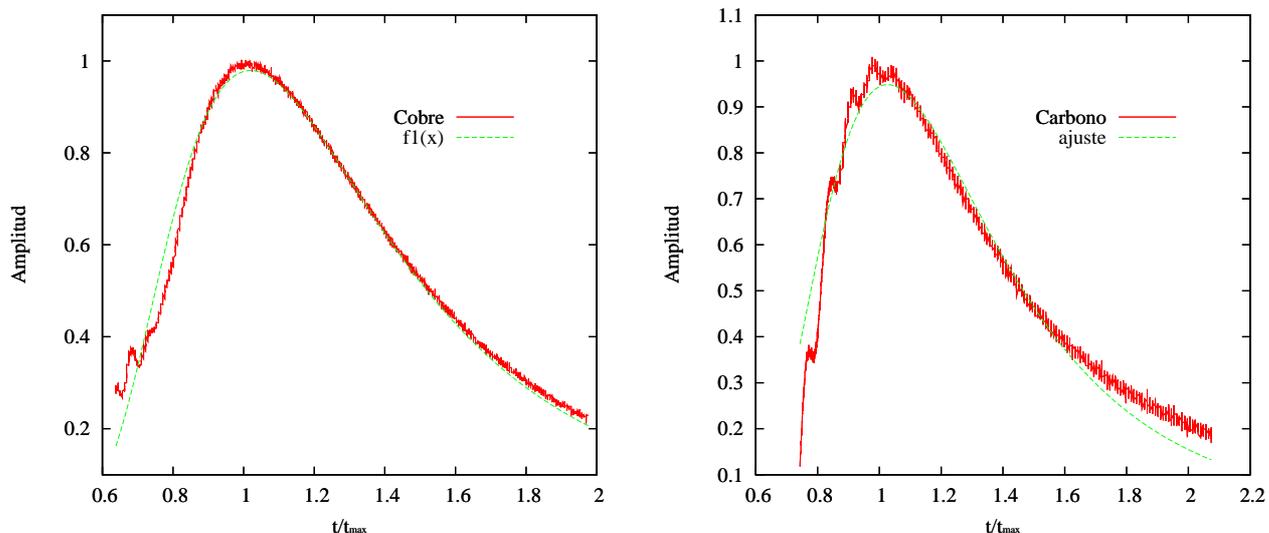


Figura 3.9: Ajuste de la distribución de Maxwell-Boltzmann a la señal de los iones para **Cu** a la izquierda y para **C** a la derecha a 150 mtorr de aire, $7.5 \pm 0.5 J/cm^2$

decir, la parte correspondiente a los iones. Para ello se normalizaron los ejes dividiendo entre t_{max} para el eje del tiempo y entre I_{max} para el eje de la amplitud. Se efectuó el ajuste de la expresión 1.36 y se obtuvieron los valores aproximados $\langle r \rangle$ y $\langle \theta \rangle$ que se muestran en la tabla 3.1. Además, conociendo el tiempo vuelo, t_{max} registrado por el osciloscopio se puede obtener la velocidad más probable de los iones con $\langle v \rangle = \langle r \rangle / t_{max}$. En la figura 3.10 se muestran los valores de la velocidad más probable en función de la fluencia para aluminio, cobre y carbono, donde se puede apreciar que los iones de carbono son los más veloces. La velocidad en función de la fluencia tiene una tendencia no lineal y da indicios de presentar saturación para energías más grandes.

La producción de iones en la pluma crece en función de la energía depositada en la superficie del blanco. En la gráfica 3.11 se puede observar la amplitud de la señal de los iones en función de la energía. En esta parte de la señal, la amplitud máxima corresponde al ión más abundante, ó a la especie de ión que alcanzó la placa colectora con mayor frecuencia con respecto al resto de los iones. Por otro lado, el ancho a la mitad del máximo crece según el espectro de especies de iones existentes con diferentes energías. De esta manera, la información que se puede leer de la gráfica 3.11 es que el ión más probable del cobre se produce un número de veces mayor que el ión más probable para aluminio y carbono a la misma energía. Es decir, la producción del ión más probable es mayor en la pluma del cobre, mientras que de la producción del ión más abundante en las plumas de aluminio y carbono son muy parecidas hasta aproximadamente $7J/cm^2$ donde comienzan a separarse las tendencias. El blanco de carbono que se utilizó fue grafito, el cual es un semimetal que cambia sus propiedades en función de la temperatura, en este caso es interesante observar en la figura 3.11 que la tendencia del grafito es muy parecida a la del aluminio que es un conductor.

En la figura 3.12 se muestra la producción de electrones por las dos contribuciones antes

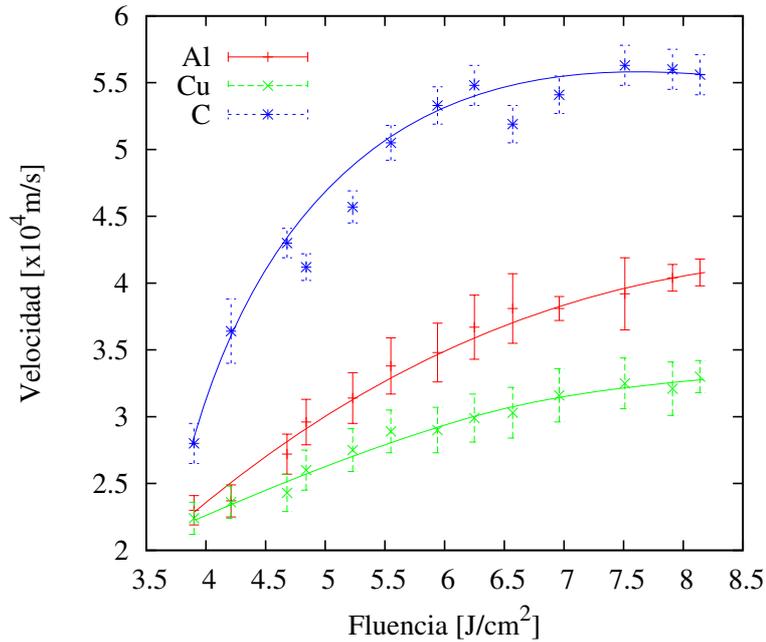


Figura 3.10: Velocidad más probable de los iones de la pluma de ablación en función de la fluencia para blancos de Cu, Al y C con barras de error y línea de guía para el ojo.

mencionadas: los electrones que son desprendidos del blanco y los que pertenecen a la pluma de ablación. En dicha figura se observa que el cobre tiene una mayor producción de electrones y que el aluminio y el carbono tienen una producción de electrones muy parecida hasta los $7J/cm^2$ donde ya se observa que el aluminio crece más que el carbono.

La señal obtenida en el osciloscopio corresponde a la caída de potencial a través de la resistencia en el circuito RC conectado a la placa colectora que a su vez es conectada a tierra. Esta señal es proporcional a la corriente generada por las cargas que fluyen a través de la resistencia, $V(t) \propto I(t)$. Por lo que al integrar en el tiempo la señal, $\frac{dQ}{dt} = I(t)$, se puede obtener una apreciación cuantitativa de la carga total promedio de los iones de la pluma, que son detectados por la placa. La integral corresponde al área bajo la curva de la señal, por lo que la amplitud y el ancho de la señal son importantes. Además se puede observar en las figuras 3.8 y 3.9 que el ancho de la señal correspondiente a los iones es alrededor de 1.4 para cobre y carbono, mientras que para aluminio, su ancho es alrededor de 0.8 casi la mitad del que presentan los otros dos blancos. Esto indica que la pluma de aluminio tiene menos variedad de especies de iones que las que existen en las plumas de cobre y carbono. Por lo anterior, el área bajo la curva de la señal, es decir, la carga promedio Q , es menor para el aluminio comparada con la obtenida para los blancos de cobre y carbono, lo cual se puede apreciar en la figura 3.13 a), donde se muestra la carga total promedio de cobre, aluminio y carbono en función de la fluencia, las incertidumbres corresponden a $\pm 0.5J/cm^2$ para el eje horizontal y $\pm 0.1u.a$ para el eje vertical.

Por otro lado, desde la placa colectora fluyen electrones a través del circuito hacia el blanco para neutralizar la carga positiva inducida sobre la superficie de éste y a su vez, la placa colecta

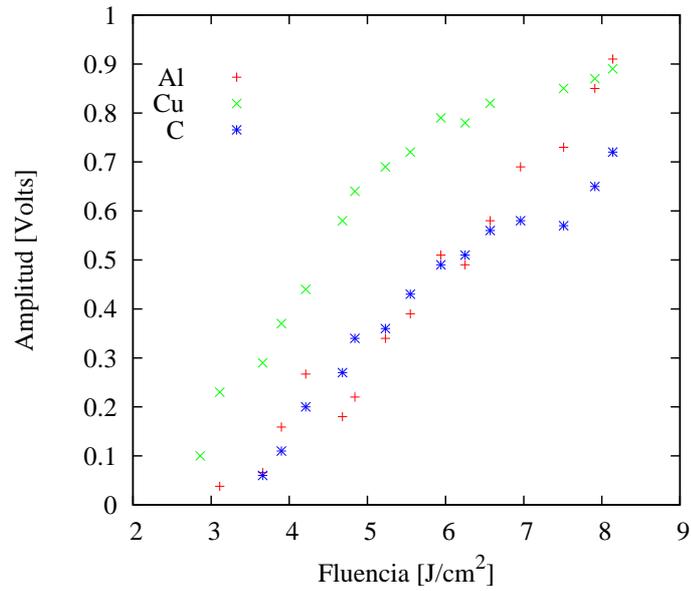


Figura 3.11: Producción del ión más abundante en la pluma de ablación medida con la amplitud positiva máxima de la señal en función de la energía, 150 mtorr

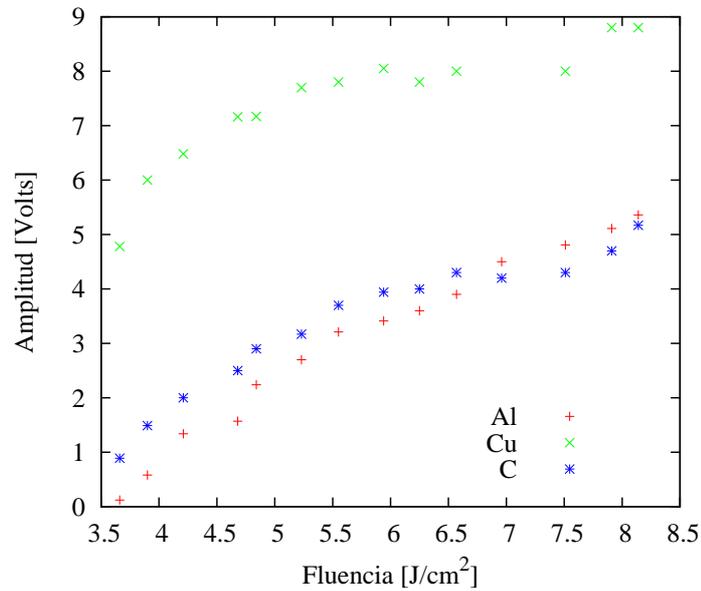


Figura 3.12: Producción de electrones por dos contribuciones: por desprendimiento de la superficie del blanco y los producidos de la pluma de ablación, medida con la amplitud negativa máxima de la señal en función de la energía, 150 mtorr

electrones provenientes de la pluma, provocando con ello una caída de potencial negativo, tal como anteriormente se mostró en las figuras 3.1, 3.2 y 3.3. Se puede usar esta señal para estimar

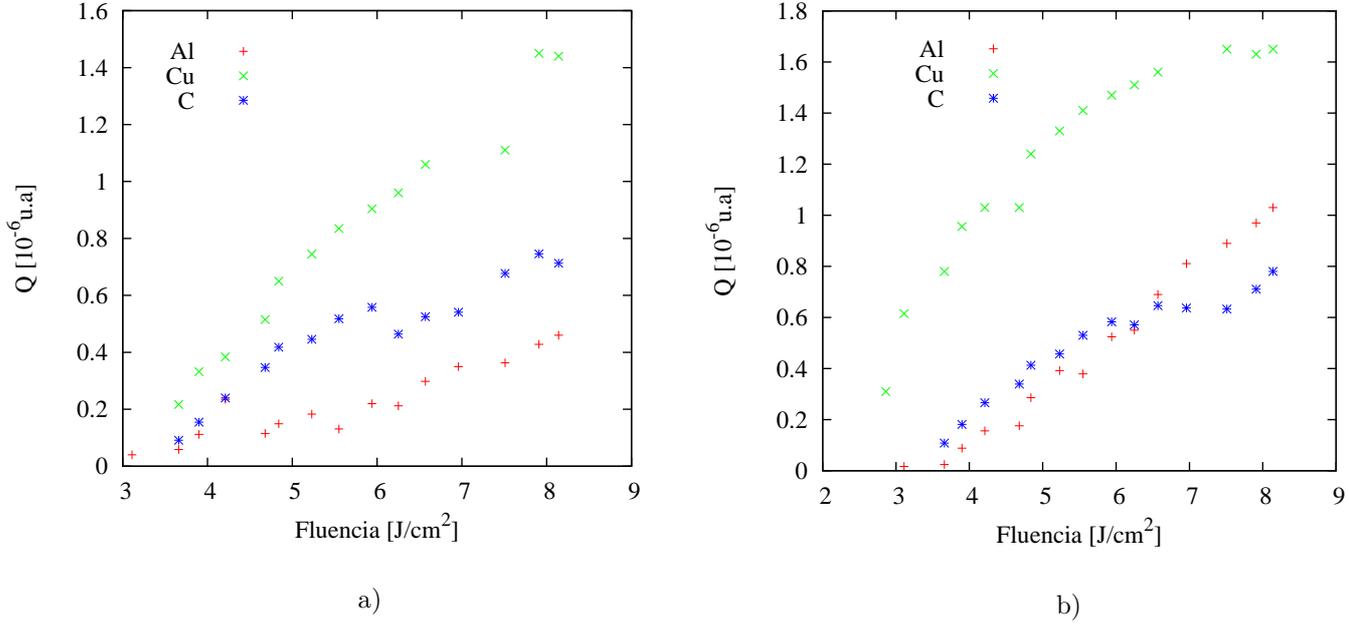


Figura 3.13: Q promedio de iones en a) y Q promedio de electrones en b) a 150 mtorr de aire

la carga promedio de los electrones provenientes del plasma y de los electrones requeridos para neutralizar la superficie del blanco. Se obtiene la integral en el tiempo de la señal negativa, tal como se hizo para la parte positiva de los iones de la pluma. De esta manera se muestra en la figura 3.13 b) la carga total promedio correspondiente a los electrones en función de la fluencia. La parte negativa de la señal tiene un ancho de aproximadamente de 500ns para los tres blancos, la diferencia apreciable en esta parte de la señal está dada por la amplitud y por la estructura de picos que hay en ella y que es diferente para cada blanco. La carga promedio electrónica del cobre se separa mucho de la carga promedio electrónica del aluminio y del carbono. También se observa que el aluminio está ligeramente abajo del carbono hasta la fluencia $7 J/cm^2$ a la cual el aluminio comienza a ser ligeramente más grande.

En las gráficas 3.11, 3.12 y 3.13 se observa que los valores más grandes de la amplitud de iones (producción del ión más probable), amplitud de electrones, carga promedio de iones y carga promedio de electrones corresponden al cobre. El cobre y el aluminio son metales diferentes en cuanto a sus propiedades de densidad, calor específico, conductividad eléctrica y conductividad térmica. Todas estas propiedades influyen en el volumen irradiado por el láser ya que influyen en la profundidad de absorción de energía Z , que según la expresión 1.14, depende a su vez de la profundidad de penetración δ y de la longitud de difusión térmica L . Así que conociendo la profundidad de absorción Z y el área de haz enfocado S_0 es posible estimar la masa del blanco que es irradiada con el láser según la ecuación 1.15.

Para calcular δ y L se requiere estimar la conductividad eléctrica, la conductividad térmica y el calor específico de los materiales. Para el cobre y el aluminio se utilizan las expresiones derivadas del tratamiento para metales con la distribución de Fermi. En la tabla 3.2 se muestran los valores de la densidad y de σ , κ y c_s para los blanco metálicos. Estas propiedades, excepto

la densidad, dependen de la temperatura, la cual fue considerada al punto de ebullición $3200^{\circ}K$ para el cobre y $2792^{\circ}K$ para el aluminio.

En la tabla 3.3 se muestran los valores de δ , L y Z . También se muestra el valor de la masa irradiada para la energía del láser mínima (18mJ), utilizada para comparar los tres blancos, con una área de haz enfocado de $0.46mm^2$ y para la energía máxima utilizada del láser (72mJ) con una área de haz enfocado de $0.88mm^2$. En esta tabla se puede apreciar que la profundidad de absorción en el cobre es tan sólo 50nm más grande que la profundidad de absorción del aluminio. Por otro lado, en la tabla 3.2 se puede observar que la densidad del cobre es casi tres veces la del aluminio lo que da como resultado que la masa irradiada del cobre sea casi tres veces mayor a la masa irradiada del aluminio. De esta manera, se podría decir que los procesos térmicos, que se llevan a cabo en la superficie del blanco por absorción de la radiación láser, con la longitud de onda de $1.064\mu m$, desprenden más material del cobre que del aluminio a la misma energía incidente láser. Es por ello que el plasma inducido sobre la superficie del blanco de cobre es mayor en densidad de carga de electrones y de iones que el plasma inducido en la superficie del blanco de aluminio.

Con respecto al plasma inducido sobre un blanco de grafito, según los resultados mostrados a fluencias moderadas ($2-7J/cm^2$) se podría decir que su densidad de carga de electrones y de iones es muy parecida a la del plasma en aluminio, sin embargo las expresiones utilizadas en metales para calcular la masa irradiada del blanco, cuando este alcanza la temperatura del punto de ebullición, no son correctas para un semimetal, porque estas expresiones provienen de un tratamiento específicamente para metales. En la literatura se encuentran estudios acerca de como cambian las propiedades del grafito en función de la temperatura y de la energía incidente, así como diversos tratamientos teóricos de los niveles de energía de este material. En la tabla 3.4 se muestran¹ los valores de la resistividad eléctrica a temperatura ambiente ($300^{\circ}K$) del cobre, aluminio y carbono, y de la conductividad térmica a la temperatura del punto de ebullición, la cual difiere ligeramente de la obtenida en la tabla 3.2.

La conductividad eléctrica depende de la temperatura y para el caso del blanco de grafito la expresión de σ en función de la temperatura obtenida del tratamiento para metales no es apropiada. Sin embargo en la tabla 3.4 se puede apreciar que la resistividad eléctrica del carbono a temperatura ambiente es de dos ordenes de magnitud mayor a la que presentan el cobre y del aluminio, por otro lado, según la expresión 1.14, Z es proporcional a la resistividad eléctrica. A temperatura ambiente el término δ para carbono sería aproximadamente de dos ordenes de magnitud mayor al δ para el cobre y el aluminio, si a temperatura del punto de ebullición se conservara esta relación, δ podría ser significativo para alcanzar un Z del orden de los blancos metálicos, además, tomando en cuenta que la densidad del grafito² está entre $2009-2230 kg/m^3$ muy cercana a la del aluminio, la masa irradiada del blanco podría ser muy cercana a la masa irradiada en el blanco de aluminio. Lo cual serviría como un argumento para explicar la tendencia tan parecida que presentan el carbono y el aluminio en las gráficas 3.11, 3.12 y

¹Tomado de la base de datos "Material properties tables" de **NDT Resource Center Non-destructive Testing**

²Tomado de la base de datos "The mineral and locality database" de **Edwards Minerals**

3.13, pero para que este argumento sea sólido se necesita indagar con mayor profundidad en las propiedades del grafito y esta parte que fuera del alcance de esta tesis.

Material-Blanco	ρ [kg/m^3]	σ [$(m\Omega)^{-1}$]	κ [$Wm^{-1}k^{-1}$]	c_s [J/kgk]
Cobre	8960	7.9×10^6	622	255
Aluminio	2700	3.2×10^6	219	324

Tabla 3.2: Valor de las propiedades involucradas en la profundidad de absorción de la radiación láser por la superficie del blanco.

Material-Blanco	δ [nm]	L [μm]	Z [μm]	m_{min} [μg]	m_{max} [μg]
Cobre	10.6	1.38	1.39	5.7	9.9
Aluminio	16.7	1.32	1.34	1.7	2.9

Tabla 3.3: Valor de la profundidad de penetración δ , longitud de difusión térmica L , profundidad de absorción Z y de la masa irradiada por el láser, donde m_{min} corresponde al área de la energía mínima del láser utilizada y m_{max} a la energía máxima del láser utilizada.

Material-Blanco	Resistividad eléctrica $\frac{1}{\sigma}$ [$n\Omega m$]	Conductividad térmica κ [$Wm^{-1}k^{-1}$]
Cobre	16.78	401
Aluminio	28.2	237
Carbón	7.837×10^3	119

Tabla 3.4: Valores de σ a temperatura ambiente y κ a la temperatura del punto de ebullición para los tres blancos. El cobre tiene el valor más grande en κ y el menor en σ

3.2. Expansión de la pluma bajo la influencia de campo eléctrico externo

Cuando se expande la pluma libremente sin ningún tipo de fuerza externa que influya en la dirección de sus partículas, los electrones primarios que son desprendidos de la superficie del blanco, así como los iones y electrones de la pluma, se desplazan a lo largo de la normal al

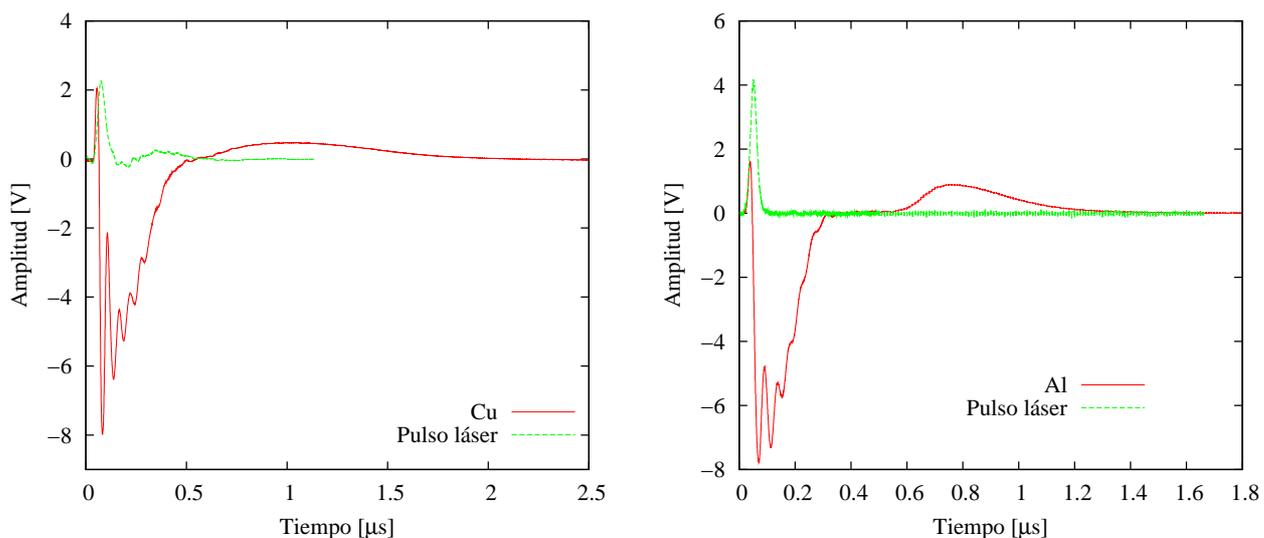


Figura 3.14: Señal de la pluma de ablación sujeta a la fuerza de un campo eléctrico externo de valor $1.25 \times 10^4 \text{V/m}$ a 150 mtorr de aire, 4.8J/cm^2 para **Cu** y **Al** respectivamente

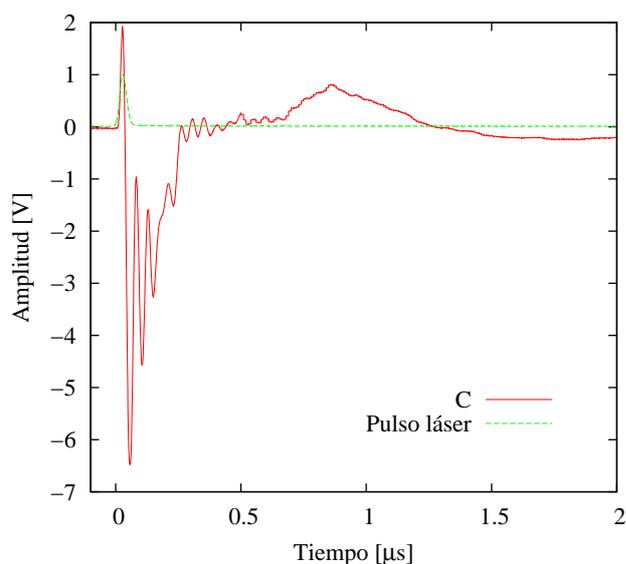


Figura 3.15: Señal de ablación sujeta a la fuerza de un campo eléctrico externo $1.25 \times 10^4 \text{V/m}$ C a 150 mtorr de aire, 4.8J/cm^2

blanco a grandes velocidades alejándose de éste. La expansión de la pluma bajo la influencia de un gas de fondo se expande en forma casi esférica como se describe en la sección 1.4 del capítulo de conceptos y los iones alcanzan el detector. Cuando se aplica un campo eléctrico externo perpendicular a la normal de la superficie del blanco, la expansión de la pluma se ve afectada y la trayectoria de sus partículas cargadas cambia. El campo eléctrico se aplica por medio de dos placas, una corresponde a una placa aterrizada y la otra, a una placa conectada a una fuente de alto voltaje. Ambas se colocan a los costados del blanco, con lo que se obtiene un campo eléctrico constante, E , perpendicular a la normal al blanco.

Tanto los electrones primarios como las partículas de la pluma poseen una gran cantidad de energía cinética, por lo que se requiere de un campo eléctrico lo suficiente intenso para modificar la trayectoria de las partículas. En las figuras 3.14 y 3.15, se presenta la señal de la caída de potencial a través de la resistencia conectada a la placa aterrizada, en presencia de un campo eléctrico externo, que afecta la trayectoria de las partículas cargadas. Un campo eléctrico, E , muy intenso, desvía la trayectoria de las partículas.

Cuando se coloca un campo eléctrico externo por medio de dos placas, se establece una relación entre el voltaje de la placa conectada a la fuente de voltaje V , y el voltaje del plasma V_p , debido al campo interno del plasma. Cuando se forma el plasma en la superficie del blanco, bajo la presencia de un campo eléctrico E constante, este afectará las partículas cargadas de la pluma, desde los primeros instantes de su formación hasta que las partículas de la pluma interaccionan con las del gas ambiente. La pluma de ablación evoluciona con el tiempo cambiando su densidad y presión en el transcurso del tiempo, de hecho, antes de su formación como tal, los electrones primarios que escapan de la superficie del blanco son desviados de su trayectoria inicial por el campo eléctrico externo E . Además la presencia del campo eléctrico externo también afecta todos los procesos de ionizaciones que dan lugar al plasma o la pluma de ablación. El voltaje del plasma depende de las partículas cargadas presentes en cada etapa del plasma de ablación.

La señal obtenida en presencia de un campo eléctrico externo muestra un pequeño pico muy cerca en tiempo al pulso láser, después aparece una estructura semejante a la que se obtiene sin campo eléctrico, es decir, una parte negativa que dura alrededor de 500ns pero que tiene una estructura de varios picos que no aparecen cuando no hay campo E y por último en tiempos más grandes aparece la parte positiva de los iones. Las mediciones se efectúan sobre la resistencia conectada a la placa aterrizada, así que cuando una partícula negativa q^- , se desplaza hacia la placa positiva, es decir de $-$ a $+$, en la resistencia se mide una corriente positiva. Cuando una partícula positiva q^+ se desplaza a la placa aterrizada (negativa), esto es de $+$ a $-$, en la resistencia se mide una corriente positiva. Por lo que los picos positivos de la señal se deben a una corriente positiva generada por electrones colectados en la placa positiva o por iones colectados por la placa negativa. Por otro lado, si algunos electrones logran desplazarse hacia la placa negativa, es decir de $+$ a $-$, en la resistencia se medirá una corriente negativa, ó bien, si los iones logran llegar a la placa positiva, esto es de $-$ a $+$, en la resistencia se medirá una corriente negativa. Esto sugiere que cuando existe un campo eléctrico externo, durante los primeros nanosegundos la placa positiva colecta electrones, lo que da origen al pequeño pico que casi

coincide con el pulso de luz láser, después en la señal aparece una parte negativa que dura alrededor de 500ns y que está formada por una estructura de picos, lo que sugiere que a pesar de que el campo eléctrico externo ejerce una fuerza para desviar a los electrones hacia la placa positiva, éstos continúan llegando a la placa aterrizada, generan un corriente negativa y en la señal se observa la estructura de picos negativos. Sobre los iones el campo eléctrico ejerce una fuerza que desvía su trayectoria hacia la placa aterrizada y en la señal se observa una corriente positiva. Sin embargo, cuando aumenta la intensidad del campo eléctrico externo, ver figura 3.16, la amplitud de los iones en la señal disminuye, lo que indica que los iones encuentran dificultades para alcanzar la placa negativa. Es probable que las partículas cargadas del plasma respondan a las fuerzas de restauración rodeando la placa positiva y acumulando carga alrededor de ésta, intentando neutralizarla, sin embargo, el plasma alcanza densidades muy grandes y presenta múltiples inestabilidades que pueden alterar la acumulación de carga. La relación entre el campo externo y el campo interno del plasma es mucho más compleja que la simple consideración de colector partículas en las placas según el signo de su carga. Para tener una idea muy general del comportamiento de las partículas del plasma con el campo E , se podría considerar, por un lado el voltaje del plasma V_p debido a la movilidad de las partículas cargadas en el plasma y por otro lado, el voltaje de la placa positiva proporcionado por la fuente, para que a groso modo, sugerir que la relación entre V_p y V de la fuente está dada por la diferencia $V - V_p$ que a su vez depende del cambio de V_p en el tiempo.

Durante los primeros instantes antes de la formación del plasma son los electrones primarios los que constituyen la densidad de carga y por ende los que dan lugar al potencial del plasma V_p , así que en esta etapa, resulta que la diferencia de potencial entre las placas V , es mayor al potencial V_p . De esta manera los electrones se ven sujetos un potencial efectivo, $V - V_p > 0$ positivo, ya que en los primeros instantes antes de la formación del plasma la relación de los voltajes externo y del plasma es $V > V_p$. Entonces los electrones primarios son atraídos hacia la placa conectada a la fuente. Conforme se desarrolla el plasma y este se hace más denso por las ionizaciones de las partículas, el voltaje del plasma crece hasta que la relación entre los voltajes es de la forma $V - V_p < 0$, es decir, $V < V_p$, el voltaje del plasma es mayor al voltaje proporcionado por la fuente (que se mantiene constante). Ahora, las partículas del plasma se ven sujetas a un potencial efectivo negativo y son los iones los que son atraídos hacia la placa conectada a la fuente.

La relación que se sugiere, entre el potencial del plasma y el potencial entre las placas se basa en que todas las partículas de la pluma de ablación son afectadas por el campo eléctrico externo. A diferencia del tratamiento local que se sigue para una placa conductora unidimensional (sonda de Langmuir) inmersa dentro de un plasma, donde la relación entre los voltajes se establece entre las partículas cercanas a la placa y el pequeño voltaje de la sonda, además las pequeñas dimensiones de la sonda perturban solo de manera local al plasma en el que se encuentra inmersa. En el caso del campo eléctrico externo todas las partículas son afectadas de manera colectiva por éste, no es solo de manera local alrededor de las placas, y el potencial entre las placas es mucho más grande que los utilizados en Sondas de Langmuir, de manera que la fuerza eléctrica sea suficiente para desviar la trayectoria de las partículas. Además el potencial del plasma V_p depende de la densidad de carga de la pluma y de la movilidad de sus partículas,

al cambiar la densidad de carga en cada etapa de la expansión de la pluma también cambia el valor de este potencial y por lo tanto modifica la relación entre los potenciales.

Por otra parte, la presencia del campo eléctrico externo induce un mayor número de colisiones entre partículas, provocando con ello a su vez un mayor número de ionizaciones y con ello un incremento en el potencial del plasma. Sin embargo este incremento en las ionizaciones, se encuentra limitado por el número de colisiones posibles. Es decir, el potencial del plasma V_p , no crece infinitamente. Una estimación del potencial V_p podría conseguirse con la señal de la placa colectora sin la presencia de campo eléctrico externo, pues esta señal es proporcional a las partículas cargadas presentes en la pluma de ablación.

En las figuras 3.14 y 3.15 se observan las señales de la expansión de la pluma bajo la influencia de un campo eléctrico externo. Cada parte de señal muestra la relación entre el potencial efectivo y la colección de partículas. Cuando $V > V_p$ la placa conectada a la fuente colecta electrones primarios, esto lo muestra el primer pico positivo. Este pico es muy rápido, aparece casi al mismo tiempo que el pulso de luz y se debe básicamente a que en los primeros instantes de la formación del plasma, el potencial de la fuente es más grande que el potencial producido por la presencia de electrones primarios provenientes del material ablacionado. La amplitud de la parte negativa de la señal, correspondiente al flujo de electrones, crece con la presencia de un campo eléctrico externo, además aparece una estructura de picos debido a que las ionizaciones de las partículas aumentan por medio de colisiones inducidas por campo eléctrico externo. Por último, el pico positivo de los iones sufre un decremento en amplitud, ya que a este tiempo prevalece la relación $V < V_p$ y los iones son atraídos hacia la placa conectada a la fuente. Los iones en la pluma aparecen cuando el material ablacionado ha sido lo suficientemente ionizado y el potencial del plasma V_p , ha crecido al grado de ser mayor que el potencial entregado por la fuente.

En la figura 3.16 se muestra una señal con diferentes valores de campo eléctrico externo. Para una intensidad del campo $E_{ext} = 6 \times 10^3 V/m$ no se logra coleccionar electrones primarios y conforme aumenta el campo eléctrico externo, se ve disminuida la amplitud del pico positivo. Cuando se coloca E_{ext} , las dos placas son colectoras y coleccionan electrones ó iones, dependiendo de como se establezca la relación entre V de la placa positiva y V_p del plasma. Cuando entre la placa positiva conectada a la fuente de voltaje y el plasma se establece la relación: $V < V_p$, ésta colecciona iones y se ve disminuida la llegada de iones a la placa aterrizada (que es donde se mide). Solo los iones que tienen una energía cinética suficientemente grande, pueden vencer la fuerza eléctrica de E_{ext} y alcanzar la placa aterrizada. Además se observa que el primer pico positivo es muy rápido y aumenta conforme crece el campo eléctrico E_{ext} , esto indica que cuando es más intenso el campo eléctrico entre las placas, un mayor número de electrones primarios serán desviados hacia la placa conectada a la fuente desde su trayectoria inicial. El valor del campo eléctrico en su intensidad, debe vencer la energía cinética de los electrones primarios que los impulsa a lo largo de la normal a la superficie del blanco. En la figura 3.16 se muestra que para el campo de $6 \times 10^3 V/m$ no se observa la llegada de electrones primarios a la placa conectada a la fuente, pero para campos más intensos la cantidad de electrones primarios coleccionados crece. Se puede estimar la velocidad media de los electrones primarios coleccionados, con la relación

$eV_{ext} = \frac{1}{2}m_e v^2$ al encontrar el valor umbral al cual aparezca el primer pico positivo de la señal. En la tabla 3.5 se muestra el intervalo dentro del cual cae el valor de dicha velocidad, basados en lo que se muestra en la figura 3.16, donde a un $E_{ext} = 6 \times 10^3 V/m$ con 200V a una distancia aproximada de 3.3cm entre las placas (electrodos) no se observa la llegada de los electrones primarios, pero para un $E_{ext} = 9 \times 10^3 V/m$ con 300V a la misma distancia (3.3cm) ya se observa la señal que indica la llegada de los electrones primarios a la placa positiva. De esta manera se estima la velocidad de los electrones para un potencial entre 200V y 300V y se obtiene que se encuentra entre $0.02c$ y $0.03c$, con c la velocidad de la luz.

Voltaje [V]	$v = \sqrt{\frac{2eV}{m_e}}$ [m/s]	$\frac{v}{c}$
200	$(8.3 \pm 0.5) \times 10^6$	0.02 ± 0.008
300	$(1.0 \pm 0.7) \times 10^7$	0.03 ± 0.004

Tabla 3.5: Velocidad de los electrones primarios. Con 200V entre las placas no se observa la señal que indica la llegada de electrones primarios, con 300V entre las placas ya se observa la señal que indica la llegada de estos, entonces el valor umbral del potencial al cual se vence la energía cinética de los electrones primarios se encuentra en el intervalo 200V-300V, por lo que la velocidad de estos se encuentra entre $0.02c$ y $0.03c$, donde c es la velocidad de la luz.

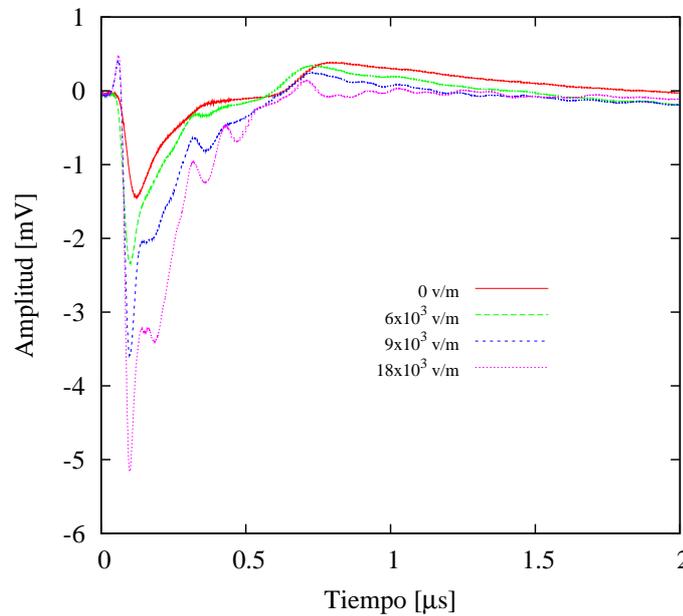


Figura 3.16: Comparación de la señal del tiempo de vuelo de las partículas de la pluma con campo eléctrico externo a diferentes valores. El blanco es Al con 150 mtorr de aire como gas ambiente y $3.5 J/cm^2$.

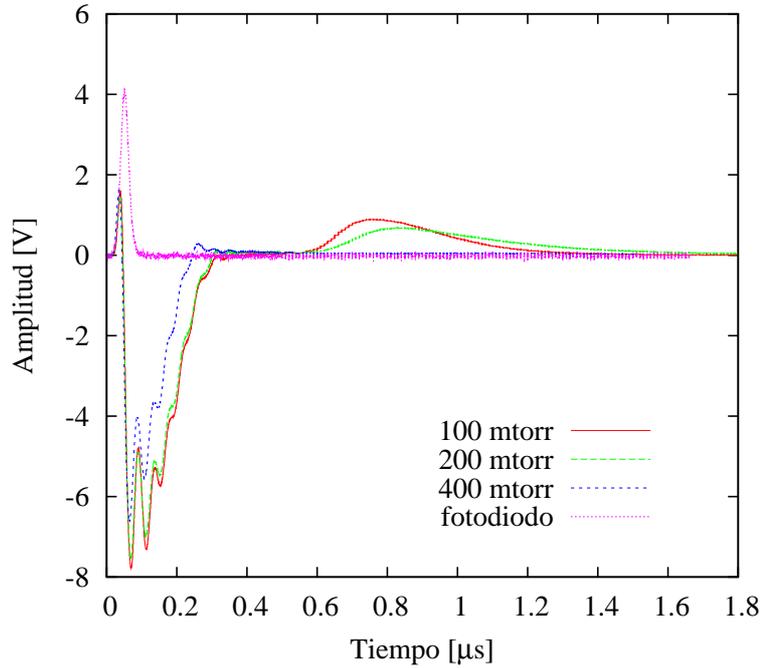


Figura 3.17: Señal del tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación de **Al** bajo la influencia de un campo eléctrico externo $E_{ext} = 1.25 \times 10^4 V/m$ a diferentes presiones

3.3. Efecto del gas ambiente en la propagación de la pluma

3.3.1. Aire como gas ambiente

Hasta el momento se ha visto como la expansión de pluma de ablación es afectada por la presencia de un campo eléctrico externo. También se han presentado todos estos resultados experimentales bajo las mismas condiciones de presión de fondo, es decir alrededor de 150 mTorr de aire.

En esta sección se hace un estudio de la expansión de la pluma a diferentes valores de presión, con lo que se pretende observar el efecto de la presión sobre las descripciones anteriormente hechas. Es decir, de que manera interaccionan las partículas del gas de fondo con las partículas de la pluma de ablación.

En la figura 3.17 se muestra la comparación de una señal en aluminio a diferentes valores de presiones y un valor de E fijo para poder observar los electrones primarios. Se observa que conforme el valor de la presión decrece, la señal crece tanto en amplitud como en ancho temporal. El medidor de presión (pirani) en su escala logarítmica nos permite medir entre 200 mtorr y luego hasta 400 mtorr, y se observa que a una presión de 200 mtorr del gas ambiente, la parte positiva de la señal correspondiente a los iones se muestra claramente, sin embargo para una

presión de 400 mtorr no es posible observar en la señal la contribución de los iones, es decir, estos no logran alcanzar el detector. Esto se debe a que el camino libre medio de los electrones e iones de la pluma disminuye cuando la concentración de partículas del gas de fondo aumenta. Las partículas del gas de fondo, se encuentran en relativo reposo con respecto a las de la pluma de ablación y cuando estas colisionan, ceden gran parte de su energía cinética a las partículas de aire. Cuando existe un gran número de partículas de aire, las colisiones son muy frecuentes, por lo que en cada colisión, las partículas de la pluma ceden parte de su energía cinética hasta que se frenan por completo y no les es posible llegar al detector. Además parte de estos efectos son los que provocan la división de la pluma en dos componentes: una componente rápida que en sus inicios tiene una presión mucho más grande que la del gas de fondo, por lo que desplaza las partículas del gas de fondo con una menor pérdida de energía cinética y una componente lenta, formada por los iones que más colisiones sufren con las partículas de gas de fondo. Es importante resaltar que las señales que se muestran son bajo condiciones de presión de alrededor de 150 mTorr, ya que para presiones mayores de 200 mTorr no es posible observar la llegada de iones al detector. A presiones menores, la señal pierde su simetría, pues se propicia la llegada al detector de los electrones más lentos de la pluma, su concentración es comparada a la de iones y transforma la forma de la señal.

El camino libre medio de los electrones también se ve reducido con el aumento de la presión del gas de fondo y consecuentemente también su energía cinética. La parte de la señal correspondiente a la llegada de electrones a la placa aterrizada disminuye su amplitud y sobre todo su ancho temporal, pues los electrones se recombinan en un tiempo menor para presiones mayores a 200 mTorr. como se muestra en la gráficas 3.17, 3.18 y 3.19.

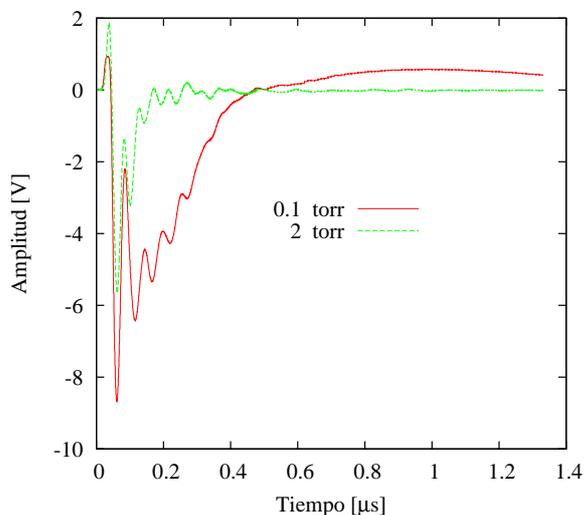


Figura 3.18: Señal para el blanco de **Cu** en un campo externo de $1.25 \times 10^4 V/m$ a dos diferentes presiones donde se muestra que la señal es proporcional al número de partículas que logran llegar a las placas.

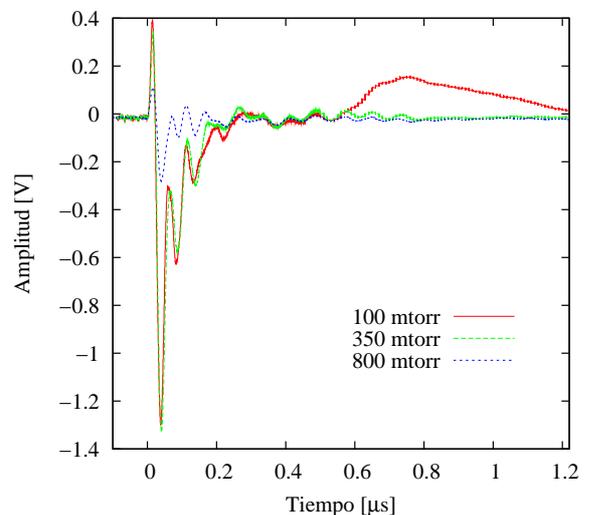


Figura 3.19: Señal para el blanco de **C** en un campo externo de $1.25 \times 10^4 V/m$ a diferentes presiones donde se muestra que la señal es proporcional al número de partículas que logran llegar a las placas

En las figuras 3.20 y 3.21, se muestra que la parte de la señal que corresponde al flujo de electrones a través de la resistencia de la placa conectada a tierra (-), crece de una manera no

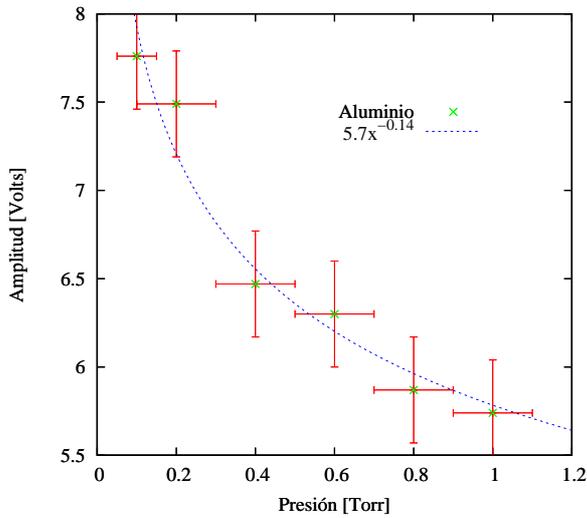


Figura 3.20: Amplitud de la parte negativa de la señal en función de la presión con un ajuste a la forma $y = ax^b$. **Al** con $1.25 \times 10^4 V/m$, fluencia $4.8 J/cm^2$

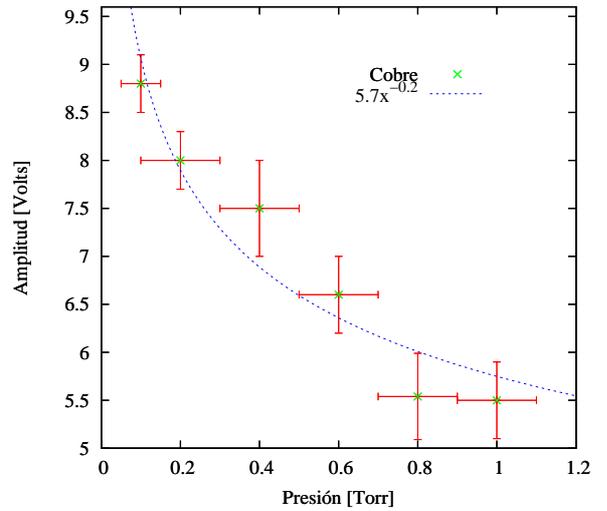


Figura 3.21: Amplitud de la parte negativa de la señal en función de la presión con un ajuste a la forma $y = ax^b$. **Cu** con $1.25 \times 10^4 V/m$, fluencia $4.8 J/cm^2$

lineal conforme disminuye el valor de la presión, por lo que se ajustan a una función de la forma $y = ax^b$, obteniendo para el aluminio $a = 5.7 \pm 0.3$ y $b = -0.2 \pm 0.03$ y para el cobre estos parámetros obtuvieron los valores de $a = 5.7 \pm 0.1$ y $b = -0.14 \pm 0.02$ en el ajuste. Cuando existe una menor concentración de partículas de aire, principalmente moléculas de nitrógeno N_2 y de oxígeno O_2 , la pluma de ablación logra desplazar al gas de fondo como si fuera un pistón. Además la fuerza que a su vez ejerce el gas de fondo sobre la pluma es proporcional a la concentración de partículas del gas ambiente.

3.3.2. Argón como gas ambiente

Se introduce argón como gas de fondo con la finalidad de comparar los resultados obtenidos en aire. El argón es un gas noble, muy estable y todos los procesos descritos para el aire son validos también para el argón. Salvo que aparece un nuevo efecto: el de la **ionización**, como se describe en la sección 1.5 del capítulo de 1.

El aire se compone esencialmente de moléculas de nitrógeno, N_2 , en un 78% y de moléculas de oxígeno, O_2 , en un 20% y otros gases nobles que existen en menor concentración, tales como argón, helio, metano y moléculas de dióxido de carbono, por mencionar algunos de ellos. La energía que se requiere para ionizar una molécula de nitrógeno u oxígeno es mucho mayor que la que se requiere para ionizar un átomo. Es por esto que el argón se logra ionizar por impacto con las especies de la pluma, ya que es un gas monoatómico. Sus iones crean una delgada capa cargada que cubre la expansión de pluma, frenando con ello los iones de la pluma por repulsión electrostática. Tal como se describe en la sección 1.5 del capítulo 1.

En la figura 3.22 se muestra una comparación de una señal en condiciones análogas de presión y de fluencia: $4.8 J/cm^2$ con blanco de aluminio, pero una en un ambiente de aire y la

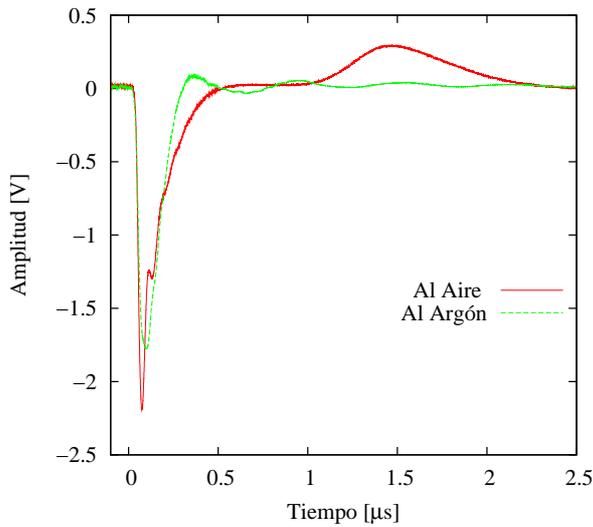


Figura 3.22: Comparación de la señal **AI** en un ambiente de aire y de argón a $200 \pm 50 \text{ mtorr}$, fluencia 4.8 mJ/cm^2

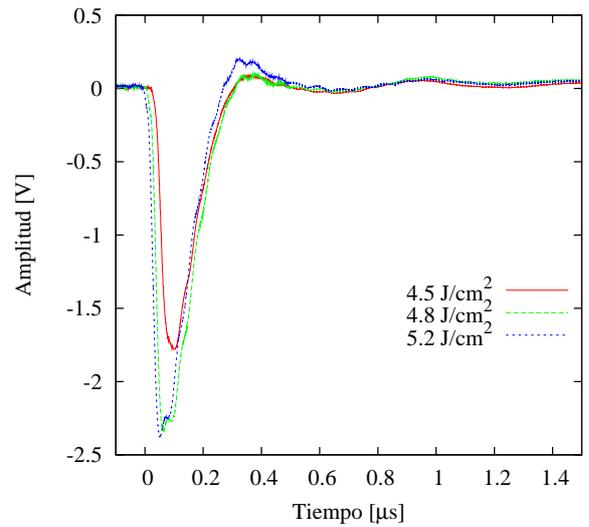


Figura 3.23: **AI** en un ambiente de Ar de $200 \pm 50 \text{ mtorr}$ a diferentes fluencias.

otra en un ambiente de argón. Se observa una apreciable disminución en la amplitud para la parte de la señal que corresponde al flujo de electrones a través de la resistencia de la placa aterrizada. Además es notable que la parte positiva de la señal que corresponde a los iones casi desaparece. Lo cual muestra que gran parte de estos fueron frenados, por procesos de colisión con los átomos de argón, o por la interacción con los átomos ionizados del argón. Los cuales forman una capa de carga positiva que cubre el frente de la pluma de ablación y que mide de grosor algunas longitudes de Debye, tal como se describe en la sección 1.5. Podría suceder, que la capa cargada que cubre el frente de la pluma ablación, frena la expansión de la misma.

En la figura 3.23 se muestra una señal en ambiente de argón a diferentes fluencias, básicamente lo que destaca es que la amplitud debida al flujo de electrones por los dos mecanismos antes mencionados, flujo de electrones para restablecer la neutralidad de la superficie del blanco y flujo de electrones provenientes de la pluma de ablación que alcanzan la placa aterrizada, crece conforme la energía incidente lo hace, como se puede observar en las señales con fluencias mayores. Sin embargo, la parte de la señal que corresponde a los iones apenas muestra una amplitud muy pequeña, la cual no crece con el aumento de la energía incidente tal como lo hace la parte negativa de la señal. Esto se le atribuye principalmente a los efectos de ionización que aparecen por colisiones entre los átomos del argón y los iones de la pluma. Ya que como anteriormente se ha indicado, entre los iones se ejercen fuerzas de repulsión electrostática, lo que podría provocar un frenado en todo el frente de expansión de la pluma. Los electrones logran alcanzar la placa aterrizada y por ello son detectados. Además cuando la energía incidente es mayor, estos adquieren una mayor energía cinética y por tanto un mayor número de ellos alcanza la placa.

Para coleccionar los electrones primarios en las secciones anteriores, se colocó un campo eléctri-

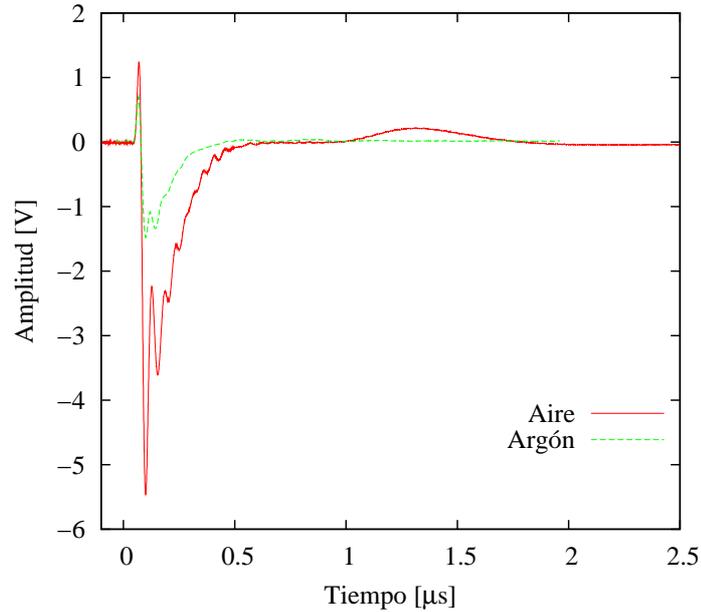


Figura 3.24: Al en un ambiente de Argón a 200 mTorr y $4.8J/cm^2$, $E_{ext} = 5.2 \times 10^3V/m$ comparada con una señal en ambiente de aire a 200 mTorr y mismos valores de E_{ext} y fluencia

co entre un par de placas paralelas, con el cual, dependiendo de la intensidad de éste se puede colectar cierta cantidad de electrones primarios. En la figura 3.24 para el caso del aluminio con un campo eléctrico externo, se puede observar que la amplitud positiva por flujo de electrones primarios a través de la resistencia, disminuye en comparación con una señal en aire que se adquirió bajo las mismas condiciones de fluencia, y condiciones cercanas de presión. Esto indica que también los electrones primarios acelerados por el campo eléctrico entre las placas, son afectados en su camino libre medio por las colisiones con átomos de argón, pero logran llegar al detector.

En las figuras 3.25, 3.26 y 3.27 se presentan las gráficas para el cobre, son los mismos casos descritos para el aluminio. Pero se logran observar diferencias entre los materiales. Por ejemplo, es mucho más notable la diferencia de amplitudes entre señales de aire y de argón en la figura 3.25. El cobre muestra la señal más intensa, comparadas con las de aluminio y carbono.

También se muestran las señales en aire y en argón como gas de fondo para el caso del blanco de carbono en 3.28, 3.29 y 3.30. En estas señales se obtiene la menor de las amplitudes para los dos tipos de gas de fondo. También es muy contrastante la señal obtenida con argón con la señal obtenida en aire. La amplitud en aire es casi seis veces más grande que en argón, en la primera parte de la señal. La parte de señal que se debe a los iones es casi nula.

Todas las partículas de la pluma, así como los electrones primarios, por un lado son acelerados por el campo eléctrico entre las placas y por otro lado, interaccionan a través de colisiones con los átomos de argón y de aire, en su caso respectivamente, cediendo con ello parte de su

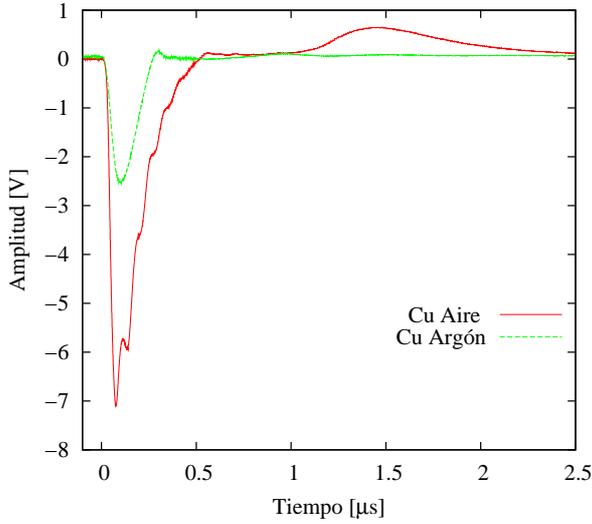


Figura 3.25: Comparación de la señal Cu en un ambiente de aire y de argón a $200 \pm 50 \text{ mtorr}$ energía incidente láser 4.8 J/cm^2

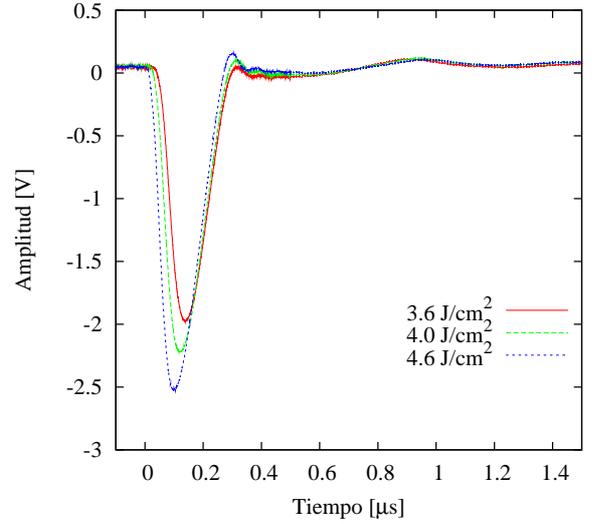


Figura 3.26: Señal eléctrica de **Cu** en un ambiente de Ar de $200 \pm 50 \text{ mtorr}$ a diferentes fluencias.

energía cinética. De este modo cuando los dos factores: presión y campo eléctrico externo están presentes como variables, la energía promedio de los electrones, depende del valor del campo y del número de partículas, N .

El número de colisiones entre partículas, es proporcional a la densidad N y éstas influyen en la distribución de energía de las partículas, ya que además de las pérdidas de energía cinética por colisiones, los electrones bajo la fuerza de Coulomb, su movimiento depende del valor del campo eléctrico. Entonces la energía promedio de los electrones depende del balance de energía que recibe del campo eléctrico E y de la energía que pierde por colisiones, que dependen de la densidad N . Es decir, la energía promedio depende de la cantidad E/N . Esta medida de la energía se le conoce como *Townsend* ($1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ cm}^2$).

Además en argón como gas ambiente hay que agregar los efectos de la ionización que sufren los átomos de argón y que interaccionan con las partículas de la pluma, lo cual también les hace ceder energía cinética.

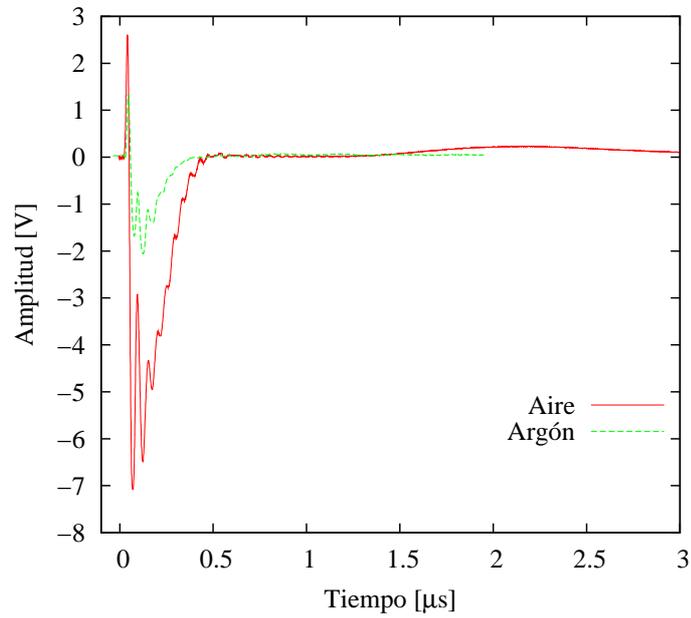


Figura 3.27: **Cu** en un ambiente de Argón $200 \pm 50 \text{mtorr}$ con $5.2 \times 10^3 \text{V/m}$ comparada con una señal en ambiente de aire y el mismo valor del campo E

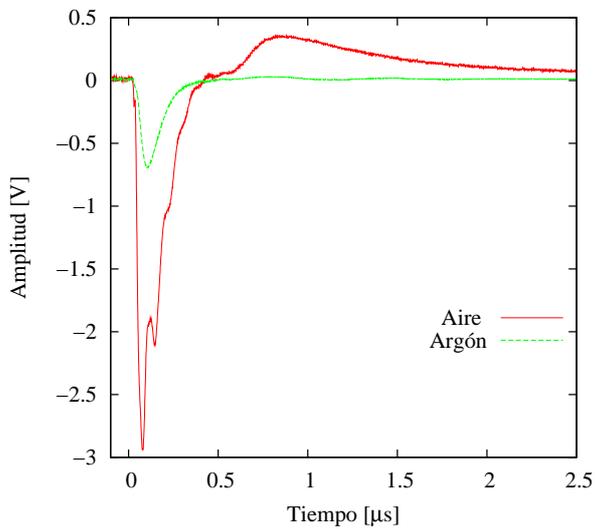


Figura 3.28: Comparación de la señal **C** en un ambiente de aire y en un ambiente de argón a $200 \pm 50 \text{mtorr}$ fluencia 4.8J/cm^2

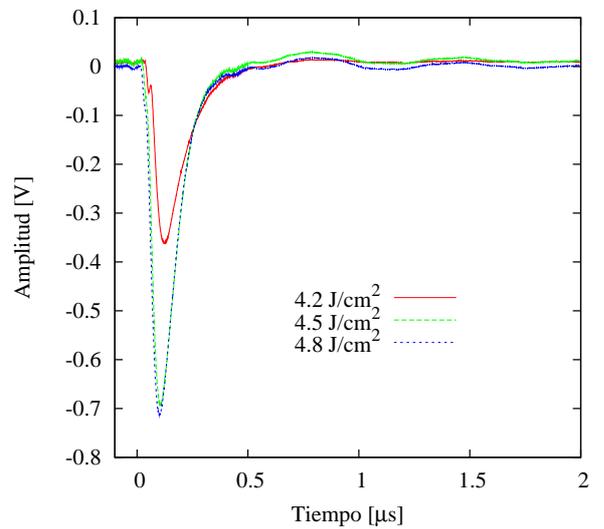


Figura 3.29: Señal eléctrica de la pluma de Carbono en un ambiente de Ar de $200 \pm 50 \text{mtorr}$ a diferentes fluencias.

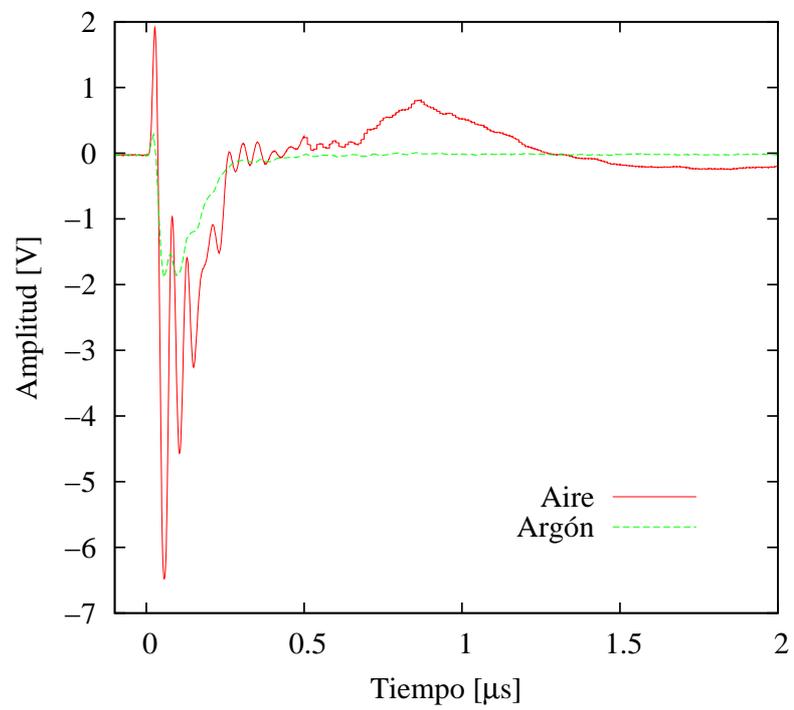


Figura 3.30: Señal eléctrica de la pluma de Carbono en un ambiente de Argón $200 \pm 50 \text{ mtorr}$ con $5.2 \times 10^3 \text{ V/m}$ comparada con una señal en ambiente de aire y el mismo valor del campo E y presión, 4.8 J/cm^2

Capítulo 4

Conclusiones

Se implementó una técnica que permite observar diferentes etapas de la expansión de la pluma de ablación a través de un gas ambiente. Para la etapa: *interacción de las partículas entre sí y con el gas ambiente*, se obtuvo el espectro del tiempo de vuelo de las partículas de la pluma de ablación con el uso de una placa colectora. A través de la señal de la corriente generada por las partículas que logran alcanzar la placa, se obtuvieron los tiempos de vuelo de las partículas del LIP y con ello se estimaron las velocidades más probables para los iones de la pluma. Los valores de estas velocidades son muy cercanos a los que ya se conocían con otros análisis y a presiones alrededor de 10^{-5} Torr, como la espectroscopia de emisión óptica utilizada desde hace varios años dentro del equipo de trabajo del laboratorio. Los iones de la pluma detectados por la placa, únicamente se observaron a presiones de alrededor de 150 mTorr. En estas mismas presiones ha sido observada la división de pluma en dos componentes [15] [17], una rápida que mantiene la velocidad del alto vacío y una lenta que sufre un deterioro en su energía cinética provocado por colisiones con el gas de fondo [3].

En el presente trabajo la división del flujo de iones de la pluma no fue observada. Pero la estructura de señal sin campo eléctrico externo, muestra que durante aproximadamente 500ns llegan partículas negativas a la placa colectora y que a tiempos mucho mayores llegan partículas positivas, únicamente en este sentido si se puede hablar de una división de la pluma de ablación. La parte de la señal que corresponde a los iones tiene la forma de una distribución de Maxwell-Boltzmann, pero la parte correspondiente a los electrones no parecen tener este tipo de distribución y además presenta una estructura de picos, que indican que diferentes grupos de electrones alcanzan la placa.

Se perturbó la formación y expansión del LIP bajo la influencia de un campo eléctrico externo y se logró detectar a los electrones primarios. Estos son muy importantes en los primeros instantes de la generación del plasma. Se producen al ser desprendidos de la superficie del blanco irradiado y tienen velocidades muy grandes, es por ello que su detección genera un pico muy cercano en tiempo al pulso láser. Esta parte del análisis corresponde a la etapa *interacción láser-blanco*. La comparación de amplitudes entre iones y electrones primarios indica que la producción de iones es mayor con respecto a la producción de electrones primarios.

Se utilizaron aire y argón como gases ambiente en la expansión de la pluma, la diferencia básica que presenta el argón con respecto al aire, es el frenado de la pluma por los efectos de ionización

de los átomos de argón, los cuales se presentan en menor medida en el aire, ya que para ionizar una molécula de nitrógeno o de oxígeno se requiere de una energía mayor que la requerida para ionizar un átomo de argón.

Se pueden citar las siguientes ventajas de los diagnósticos eléctricos propuestos en la presente tesis:

- Con la placa colectora, se identifican electrones que provienen de la pluma de ablación mientras que con espectroscopia de emisión óptica esto no es posible.
- La placa colecta partículas positivas y negativas y muestra una señal muy grande en amplitud sin necesidad de un potencial de apantallamiento como con la sonda de Langmuir. Esto se debe a que el área de la placa es mucho más grande que el área de una sonda de Langmuir, así que colecta un mayor número de partículas por unidad de tiempo que el alambre unidimensional de la sonda de Langmuir.
- La placa colectora puede situarse en cualquier punto delante del blanco y a varias distancias para obtener el tiempo de vuelo de las partículas. Las sondas de Langmuir tienen que colocarse muy cerca del blanco, alrededor de 0.5cm desde el blanco, para obtener una señal casi tres veces menor en amplitud [20] que la obtenida con la placa colectora.
- Al coleccionar electrones primarios con un campo eléctrico perpendicular a la expansión de la pluma se puede hacer una estimación de la velocidad media de todos los electrones primarios coleccionados. Con las técnicas donde se obtiene el tiempo de vuelo de los electrones primarios tales como sonda de Langmuir y copa de Faraday se estima la velocidad más probable y no la energía media.

La parte negativa de la señal es debida a dos contribuciones, una es la corriente de electrones que fluyen desde la superficie de la placa hasta el blanco irradiado para re-establecer la neutralidad de éste y la otra contribución es de los electrones provenientes de la pluma de ablación que alcanzan la placa. Es por eso que también con esta técnica se podría extraer información de los electrones extraídos de la superficie del blanco y de la cantidad relativa (comparada con iones) de electrones presentes en el plasma. La parte negativa de la señal muestra una estructura de picos característica de cada material y en los que influye también el gas de fondo. Esto sugiere que esta estructura posee información de los procesos que llevan a cabo los electrones del material para llegar a la placa colectora. Los electrones alcanzan la placa con cierta energía cinética que está dada por la interacción con la radiación láser y por las colisiones con las partículas del gas de fondo.

Puntos para obtener más y mejores resultados con los diagnósticos propuestos:

- Un objetivo importante es conocer la fracción de electrones calientes (electrones primarios), que escapan del volumen irradiado antes de transmitir su energía cinética a la red por colisiones. Se podrían suprimir los electrones provenientes de la pluma de ablación con

la ayuda de una rejilla a un potencial negativo y colocada frente a la placa colectora. De esta manera, la señal obtenida sería proporcional a los electrones primarios que escaparon del volumen irradiado con el pulso láser. Ya que al escapar estos de la superficie, el blanco adquiere una carga neta positiva que induce a los electrones libres de la placa desplazarse a través del circuito hacia el blanco. Este flujo de electrones de la placa hacia el blanco es equivalente a la fracción de electrones primarios que escaparon de la superficie del blanco y por tanto también es equivalente a la carga inducida en la superficie de éste. Con la carga inducida en la superficie irradiada n , se podría estimar el campo eléctrico generado en la superficie del blanco según la expresión 1.19.

- Colocar la placa frente al blanco para analizar las partículas que se desplazan a lo largo de la normal a la superficie del blanco y con ello considerar que el desplazamiento de las partículas se efectúa en dos dimensiones.
- Los diagnósticos: placa colectora y campo eléctrico externo perpendicular a la expansión del plasma, pueden ser completados con el análisis de espectroscopia óptica y determinar si existe una relación entre los picos de la señal eléctrica y la emisión de las especies de la pluma. También se podría elaborar un análisis con diferentes gases ambiente y determinar su grado de ionización.

Apéndice A

Posibles aplicaciones de plasmas inducidos por láser

La energía de radiación de láser pulsado puede ser empleada en producir en el vacío plasmas con grandes densidades y de altas temperaturas. Los láseres que operan entre 400 ps y 10 ns involucran varios fenómenos fuera del equilibrio durante el proceso de ablación sobre superficies sólidas; se producen por ejemplo: formación de cráteres, emisión de materia de la superficie sólida y generación de vapor altamente ionizado como resultado de la interacción entre el láser y el vapor del material irradiado. Otra consecuencia de la interacción láser-sólido es la generación de un plasma fuera del equilibrio con una duración del orden de 1-10 μs , que se expande con velocidades supersónicas a lo largo de la normal de la superficie del blanco, cuyas densidades y temperaturas decrecen de manera exponencial con el tiempo.

Las mediciones del tiempo de vuelo de las partículas emitidas desde el plasma indican que la energía de los iones se incrementa regularmente con el estado de carga y alcanza el valor de 5eV para potencias medianas de láser y hasta 5MeV para láseres de alta potencia, como resultado de la aceleración que les produce el campo eléctrico interno inducido dentro del plasma. Al flujo de iones (que es grande) y a la energía de estos mismos se les encuentran grandes aplicaciones, tal como las técnicas de implantación de iones de diferentes energías, fuentes de iones para láser, generación de rayos X, propulsión láser de microsatélites y reacciones nucleares inducidas por partículas ablacionadas. Pulsos de rayos X del tipo *suave ultra corto* y del tipo *fuerte* pueden obtenerse por el proceso de ablación inducida por un láser pulsado, como el resultado del *Bremsstrahlung* de los electrones con alta temperatura interaccionando con el blanco sólido. Los rayos X generados en este fenómeno tienen aplicaciones en simulaciones de astrofísica, en la resolución de imágenes producidas por rayos X y en investigaciones de estructura de la materia.

A.0.3. Implantación de Iones

Los iones energéticos emitidos del plasma generado por el láser sobre una superficie sólida, tienen una gran relevancia en el campo de implantación de iones, debido a las múltiples

especies de iones de diferentes energías que se obtienen a partir de las interacciones internas dentro del plasma. Estos se pueden emplear para irradiar diferentes superficies e inducir una significativa modificación en sus propiedades físicas y químicas. El perfil de la profundidad de la implantación de los iones puede ser controlado por la intensidad del pulso láser, el cual puede proporcionar a los iones grandes energías, que van desde los keV hasta los MeV. Con el incremento de la intensidad incrementa también la temperatura del plasma y la energía promedio de los iones, así como la cantidad de iones en el sustrato. El número de disparos del láser controla la concentración de los iones implantados en cada capa. La emisión de iones ocurre a lo largo de la normal de la superficie sólida (blanco) en forma de cono, independientemente de la incidencia del ángulo del haz láser y en esta dirección existe una mayor implantación de iones [38].

A.0.4. Fuentes de Iones

Para incrementar los estados de carga, corriente y la emisión de las tradicionales fuentes de iones (evaporación, sputtering, haz de electrones), se puede hacer uso de una fuente híbrida que puede ser obtenida al usar un láser para producir un plasma e inyectar los iones emitidos en la cámara de la fuente de iones. Un ejemplo de este tipo de fuentes híbridas es el sistema de fuente de iones láser (LIS por sus siglas en inglés *Laser Ion Source System*) aplicado a un ciclotrón de resonancia de electrones (ECR por sus siglas en inglés *Electrón Cyclotron Resonance*), en Catania Italia que muestra una buena emisión y estabilidad. Para maximizar la extracción de iones provenientes de ECR, el acoplamiento láser-ECR necesita fluencias bajas o moderadas ($\sim 10^8 \frac{W}{cm^2}$), el blanco con un potencial negativo ($\sim 3kV$) y una frecuencia de repetición baja ($\sim 1Hz$). En tales condiciones la emisión de iones de la ablación láser interacciona con el plasma en equilibrio del ECR (iones de oxígeno o argón) producido por micro-ondas. El tiempo de interacción es suficiente para producir la termalización de las especies ablacionadas lo que trae como consecuencia el incremento en los estados de carga promedio de los iones y en la corriente de ahí extraída. Finalmente los iones pueden ser extraídos y seleccionados por filtros eléctricos y magnéticos. Una característica importante del sistema LIS es la posibilidad de obtener iones pesados de elementos con altos puntos de ebullición como Ta, W, Re, iones con altos estados de carga y una gran corriente iónica. Potencialmente es posible obtener iones radiactivos y haces de iones [38].

A.0.5. Generación de Rayos X

El plasma producido por láser alcanza temperaturas de cientos de eV y densidades del orden de $10^{16}/cm^3$ para intensidades del orden $10^{10}W/cm^2$. Para intensidades del orden de $10^{15}W/m^2$ estos parámetros pueden alcanzar hasta decenas de keV y densidades de $10^{19}/cm^3$.

Bajo estas condiciones el plasma representa una fuente especial de rayos X, caracterizada por un intensidad muy alta y un tamaño pequeño, debido al Bremsstrahlung y a los procesos de recombinación ión-electrón. Los rayos X son emitidos dentro de un ángulo sólido de 2π con pico

a lo largo de la normal a la superficie del blanco. La emisión de fotones es de un espectro muy ancho en longitud de onda, con un intervalo que abarca desde el infrarrojo IR a la región de rayos X. La fuente de rayos X puede ser empleada como herramienta de diagnóstico para los mismos plasmas que los producen, como un simulador en el laboratorio de fotoemisión para estudios de astrofísica, y un poderoso método para la litografía y aplicaciones al desarrollo de imágenes [38].

A.0.6. Propulsión Láser

En los últimos años se han investigado y desarrollado diferentes métodos para propulsar vehículos al espacio libre. Algunos de estos métodos dependen del principio de acción igual a reacción de Newton y el uso del láser como una de las herramientas primordiales. Básicamente este tipo de propulsión se basa en la expulsión de materia en la dirección opuesta al cambio de momento. Esta materia, es decir, el propulsor, puede encontrarse en cualquier estado termodinámico, desde sólido al plasma y es acelerado hasta una velocidad de escape, V_{ex} , ya sea por campos electromagnéticos ó electrostáticos ó simplemente por la dinámica de la expansión del gas. En el último caso la energía cinética es adquirida a través de la energía térmica del propulsor antes de que este sea expulsado. En el caso de propulsión térmica con láser, la energía es radiada hacia el vehículo y concentrada dentro del propulsor. La energía puede ser suministrada ya sea por radiación continua o pulsada.

Por razones termodinámicas la velocidad de escape V_{ex} , de los sistemas de propulsión química clásica se encuentra limitada por la energía de reacción, la reacción química más energética da una velocidad de escape alrededor de $V_{ex} = 5000 \frac{m}{s}$. Por otro lado, el depósito de energía por medio de un láser dentro de la materia no esta limitado y por ello es posible obtener velocidades de escape mayores.

Típicamente la proporción que se establece entre el combustible y la carga útil de un satélite, para que este pueda ser lanzado de la tierra al espacio libre es de 30:1. Lo más costoso del lanzamiento, es el combustible empleado en la propulsión de un enorme vehículo que requiere resguardar en un gran volumen grandes cantidades de combustible.

La fuerza de propulsión esta dada por $F = V_{ex}\dot{m}$, si la velocidad de escape V_{ex} se incrementara por un factor de 10 la tasa de cambio del propulsor usado, \dot{m} , podría ser reducida por el mismo factor. Los láseres pueden calentar gases a temperaturas mucho mayores comparadas con las obtenidas en la combustión, decenas de millones de grados kelvin, haciendo posible el incremento de las velocidades del propulsor por un factor de 10 ó más. La propulsión por ablación láser se basa en el *impulso específico*, I_s , impartido al blanco por un pulso de láser [28] [38]:

$$I_s = \frac{1}{W} \int_0^\tau F(t)dt \quad (A.1)$$

donde W es el peso del material del propulsor ablacionado por pulso y F es la fuerza actuando durante un tiempo τ . Un vehículo en el espacio con una propulsión basada en la

ablación láser estaría conducido por una gran energía, pulsos láser de corta duración (10^{-10} s ó menos) enfocados sobre el propulsor sólido. En tales condiciones el plasma formado y el pulso láser se encuentran desfasados temporalmente y la ablación directa domina sobre otros posibles mecanismos de transferencia de momento. La propulsión por ablación láser es la técnica más óptima que se puede obtener con láseres en términos de eficiencia de energía, ya que provee impulsos específicos y una proporción masa-potencia de mayor eficiencia que las que se obtienen con otras técnicas, basadas en radiación continua ó en pulsos largos de láser. Los estudios indican que propulsores con número atómico Z pequeño proporcionan impulsos I_s grandes, ejemplo de esto son carbono y aluminio [38].

Bibliografía

- [1] S. Amoruso, M. Armenante, R. Bruzzese, N. Spinelli, and R. Velotta. Emission of prompt electrons during excimer laser ablation of aluminum targets. *Applied Physics Letters*, 75(1):7–9, July 1999.
- [2] S. Amoruso, M. Armenante, R. Bruzzese, N. Spinelli, R. Velotta, and X. Wang. Characterization of fast electron emission in uv laser ablation of metallic targets. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 69:S483–S486, 1999. 10.1007/s003390051446.
- [3] Salvatore Amoruso, Jørgen Schou, and James Lunney. Influence of the atomic mass of the background gas on laser ablation plume propagation. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 92:907–911, 2008. 10.1007/s00339-008-4591-2.
- [4] Salvatore Amoruso, Jørgen Schou, and James Lunney. Energy balance of a laser ablation plume expanding in a background gas. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 101:209–214, 2010. 10.1007/s00339-010-5753-6.
- [5] S. I. Anisimov, D. Bäuerle, and B. S. Luk'yanchuk. Gas dynamics and film profiles in pulsed-laser deposition of materials. *Phys. Rev. B*, 48(16):12076–12081, Oct 1993.
- [6] Jon Apiñániz, Borja Sierra, Roberto Martínez, Asier Longarte, Carolina Redondo, and Fernando Castaño. Ion kinetic distributions and mechanisms of pulsed laser ablation on al. *J. Phys. Chem. C*, 112(42):16556–16560, jul 2008.
- [7] C. Bae, P. Hyun, and M. Seung. Expansion dynamics of carbon cluster ions (C_n^+ , $n=1-24$) produced by laser ablation of a graphite target. *Bull. Korean Chem. Soc.*, 23:1163–1165, 2002.
- [8] A. Bailini and P.M. Ossi. Influence of ambient gas ionization on the deposition of clusters formed in an ablation plume. *Applied Surface Science*, 252(13):4364–4367, 2006. Proceedings of the European Materials Research society 2005 - Symposium-J: Advances in Laser and Lamp Processing of Functional Materials - EMRS 2005 Symposium J.
- [9] Annemie Bogaerts and Zhaoyang Chen. Effect of laser parameters on laser ablation and laser-induced plasma formation: A numerical modeling investigation. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 60(9-10):1280–1307, 2005.

- [10] F.O Bredice, D.J.O Orzi, D. Schinca, H. Sobral, and M. Villagran-Muniz. Characterization of pulsed laser generated plasma through its perturbation in an electric field. *Plasma Science, IEEE Transactions on Plasma Science*, 30(6):2139–2143, December 2002.
- [11] Casper V Budtz-Jørgensen, Michael M Mond, Brendan Doggett, and James G Lunney. Model for laser ablation plume expansion in gas. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 38(12):1892, 2005.
- [12] Nadezhda M. Bulgakova, Rasvan Stoian, Arkadi Rosenfeld, V. HerteP Ingolf, and Eleanor E.B. Campbell. Fast electronic transport and coulomb explosion in materials irradiated with ultrashort laser pulses. In Claude Phipps, editor, *Laser Ablation and its Applications*, volume 129 of *Springer Series in Optical Sciences*, pages 17–36. Springer Berlin / Heidelberg, 2007. 10.1007/978-0-387-30453-3-4.
- [13] J. F. Friichtenicht. Laser-generated pulsed atomic beams. *Review of Scientific Instruments*, 45(1):51–56, 1974.
- [14] C. Garban-Labaune, E. Fabre, C. E. Max, R. Fabbro, F. Amiranoff, J. Virmont, M. Weinfeld, and A. Michard. Effect of laser wavelength and pulse duration on laser-light absorption and back reflection. *Phys. Rev. Lett.*, 48(15):1018–1021, Apr 1982.
- [15] David B. Geohegan and Alexander A. Poretzky. Dynamics of laser ablation plume penetration through low pressure background gases. *Applied Physics Letters*, 67(2):197–199, jul 1995.
- [16] A Giardini Guidoni, R Kelly, A Mele, and A Miotello. Heating effects and gas-dynamic expansion of the plasma plume produced by irradiating a solid with laser pulses. *Plasma Sources Science and Technology*, 6(3):260, 1997.
- [17] S S Harilal, C V Bindhu, M S Tillack, F Najmabadi, and A C Gaeris. Plume splitting and sharpening in laser-produced aluminium plasma. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 35(22):2935, 2002.
- [18] S.S. Harilal, Beau O’Shay, Yezheng Tao, and M.S. Tillack. Ambient gas effects on the dynamics of laser-produced tin plume expansion. *Journal of Applied Physics*, 99(8), 2006. cited By (since 1996) 20.
- [19] R.C. Issac, P. Gopinath, G.K. Varier, V.P.N. Nampoori, and C.P.G. Vallabhan. Twin peak distribution of electron emission profile and impact ionization of ambient molecules during laser ablation of silver target. *Applied Physics Letters*, 73(2):163–165, July 1998.
- [20] R.C. Issac, G.K. Varier, P. Gopinath, S.S. Harilal, V.P.N. Nampoori, and C.P.G. Vallabhan. Prompt electron emission and collisional ionization of ambient gas during pulsed laser ablation of silver. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 67:557–561, 1998. 10.1007/s003390050821.

- [21] Roger Kelly and R. W. Dreyfus. On the effect of knudsen-layer formation on studies of vaporization, sputtering, and desorption. *Surface Science*, 198(1-2):263–276, 1988.
- [22] M. Kojima, M. Mitomo, T. Sasaki, J. Hasegawa, and M. Ogawa. Charge-state distribution and energy loss of 3.2-mev oxygen ions in laser plasma produced from solid hydrogen. *Laser and Particle Beams*, 20(03):475–478, 2002.
- [23] J Krása, A Lorusso, D Doria, F Belloni, V Nassisi, and K Rohlena. Time-of-flight profile of multiply-charged ion currents produced by a pulse laser. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 47(8):1339, 2005.
- [24] L. Láska, K. Jungwirth, J. Krása, E. Krousk, M. Pfeifer, K. Rohlena, A. Velyhan, J. Ullschmied, S. Gammino, L. Torrasi, J. Badziak, P. Parys, M. Rosinski, L. Ry, and J. Wolowski. Angular distributions of ions emitted from laser plasma produced at various irradiation angles and laser intensities. *Laser and Particle Beams*, 26(04):555–565, 2008.
- [25] B.Y. Man. Particle velocity, electron temperature, and density profiles of pulsed laser-induced plasmas in air at different ambient pressures. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 67:241–245, 1998. 10.1007/s003400050500.
- [26] D. Margarone, L. Torrasi, A. Picciotto, F. Caridi, and S. Gammino. Production of ion and electron streams by pulsed-laser ablation of ta and cu. *Radiation Effects and Defects in Solids*, 160(10-12):515–524, 2005.
- [27] E. S. Marmar, J. L. Cecchi, and S. A. Cohen. System for rapid injection of metal atoms into plasmas. *Review of Scientific Instruments*, 46(9):1149–1154, 1975.
- [28] Claude R. Phipps and James R. Luke. Laser space propulsion. In Claude Phipps, editor, *Laser Ablation and its Applications*, volume 129 of *Springer Series in Optical Sciences*, pages 407–430. Springer Berlin / Heidelberg, 2007. 10.1007/978-0-387-30453-3-4.
- [29] A. Picciotto, J. Krása, L. Láska, K. Rohlena, L. Torrasi, S. Gammino, A.M. Mezzasalma, and F. Caridi. Plasma temperature and ion current analysis of gold ablation at different laser power rates. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 247(2):261–267, 2006.
- [30] M. S. Rafique, M. Khaleeq-Ur-Rahman, Shakoor Munazza, and K. A. Bhatti. Characteristics of ions emitted from laser-induced silver plasma. *Plasma Science and Technology*, 10(4):450, 2008.
- [31] Carmelo Guadalupe Rosales Guzman. Medida de la energia liberada en un plasma de ablacion laser, 2007. Tesis de Licenciatura, Universidad Nacional Autonoma de Mexico, Facultad de Ciencias.
- [32] I.V. Roudskoy. General features of highly charged ion generation in laser-produced plasmas. *Laser and Particle Beams*, 14(03):369–384, 1996.

- [33] L. Schlessinger and J. Wright. Inverse-bremsstrahlung absorption rate in an intense laser field. *Phys. Rev. A*, 20(5):1934–1945, Nov 1979.
- [34] Jørgen Schou, Salvatore Amoroso, and James Lunney. Plume dynamics. In Claude Phipps, editor, *Laser Ablation and its Applications*, volume 129 of *Springer Series in Optical Sciences*, pages 67–95. Springer Berlin / Heidelberg, 2007. 10.1007/978-0-387-30453-3-4.
- [35] H. Sobral, M. Villagran-Muniz, and F. Bredice. Energy balance in laser ablation of metal targets. *Journal of Applied Physics*, 98(8):83305–1–5, Oct 2005.
- [36] Thankur Surya N. and Singh Jagdish P. Fundamentals of laser induced breakdown spectroscopy. In Singh Jagdish P. and Thankur Surya N., editors, *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy*, pages 23–48. Elsevier Science, 2007.
- [37] M S Tillack, D W Blair, and S S Harilal. The effect of ionization on cluster formation in laser ablation plumes. *Nanotechnology*, 15(3):390, 2004.
- [38] L. Torrasi. Application possibilities of plasmas generated by high power laser ablation. *AAPP — Physical, Mathematical, and Natural Sciences*, LXXXIV(C1A0601004), November 2005.
- [39] L. Torrasi, F. Caridi, A. Picciotto, and A. Borrielli. Energy distribution of particles ejected by laser-generated aluminium plasma. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 252(2):183–189, 2006.
- [40] L. Torrasi, S. Gammino, L., , V. Nassisi, D. Doria, and A. Pedone. Comparison of nanosecond laser ablation at 1064 and 308 nm wavelength. *Applied Surface Science*, 210(3-4):262–273, 2003.
- [41] L. Torrasi, S. Gammino, L. Laska, J. Krasa, K. Rohlena, and J. Wolowski. Evaluations of electric field in laser-generated pulsed plasma. *Czechoslovak Journal of Physics*, 56:B580–B586, 2006. 10.1007/s10582-006-0255-7.
- [42] L. Torrasi, A.M. Mezzasalma, S. Gammino, J. Badziak, P. Parys, J. Wolowski, L. Laska, and G. Franco. Ion implantation induced by cu ablation at high laser fluence. *Applied Surface Science*, 252(24):8533–8538, 2006.
- [43] N. G. Utterback, S. P. Tang, and J. F. Friichtenicht. Atomic and ionic beam source utilizing pulsed laser blow off. *Physics of Fluids*, 19(6):900–905, 1976.
- [44] M R Rashidian Vaziri, F Hajiesmaeilbaigi, and M H Maleki. Microscopic description of the thermalization process during pulsed laser deposition of aluminium in the presence of argon background gas. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43(42):425205, 2010.
- [45] Verónica Vicuña Hernández. Análisis espectroscópico y caracterización de un plasma de resplandor, 2008. Tesis de Licenciatura, Universidad Nacional Autonoma de Mexico, Facultad de Ciencias.