



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

*“Diagnósticos Eléctricos y Magnéticos de un Plasma
Inducido por Láser en Aire”*

TESIS

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

PRESENTA:
Jorge Mauricio Paulin Fuentes

TUTOR PRINCIPAL
Dr. Mayo Villagrán Muniz

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR
Dr. José Julio Emilio Herrera Velázquez (ICN)
Dr. Julio Javier Martinell Benito (ICN)

MÉXICO, D. F. Febrero 2014



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



posgrado en ciencias físicas
u n a m

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

*“Diagnósticos Eléctricos y Magnéticos de un Plasma
Inducido por Láser en Aire”*

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

DOCTOR EN CIENCIAS
(FÍSICA)

P R E S E N T A:

Jorge Mauricio Paulin Fuentes

Comité Tutor:

Tutor Principal: Dr. Mayo Villagrán Muniz.

Tutor: Dr. José Julio Emilio Herrera Velázquez

Tutor: Dr. Julio Javier Martinell Benito

Diagnósticos Eléctricos y Magnéticos de un Plasma Inducido por Láser en Aire

Jorge Mauricio Paulin Fuentes.¹

Comité Tutor:

Tutor Principal: Dr. Mayo Villagrán Muniz.¹

Tutor: Dr. José Julio Emilio Herrera Velázquez

Tutor: Dr. Julio Javier Martinell Benito

Posgrado en Ciencias Físicas,

Entidad Académica:

¹Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico,

Universidad Nacional Autónoma de México,

04510, Coyoacán, D.F., México

12 de febrero de 2014

A mi Madre: Martha I. Fuentes E.

Por su apoyo todos estos años, por su infinito amor, comprensión y por ayudarme a que este momento llegara. Gracias por haberme apoyado en los momentos difíciles, admiró tu tenacidad y esfuerzo. Por ser el pilar más importante, por demostrarme siempre tu cariño y apoyo incondicional.

Agradecimientos

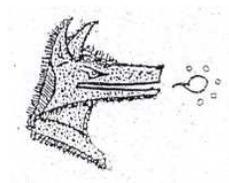
Primeramente quisiera agradecer a los miembros de mi Comité Tutor: al Dr. Mayo Villagrán Muniz, al Dr. José Julio Emilio Herrera Velázquez y al Dr. Julio Javier Martinell Benito por su tutoría, constante apoyo y consejos que me han proveído durante el desarrollo de este proyecto. También me gustaría agradecer a todos los profesores y compañeros con quienes en múltiples discusiones y sus valiosas enseñanzas conllevaron a que este trabajo se culmine con éxito. En particular a la Dra. Rosalba Castañeda, al Dr. Eduardo Pedrero, a la Dra. Citlali Sánchez Aké, a Rafael Santiago (Federico Sáliva), a Donovan Figueroa, al Dr. Tupak García, al Dr. Fausto Bredice y a la Dra. Alicia Oliver por sus valiosos comentarios y por la aportación de ideas. Igualmente quiero agradecer a los compañeros del Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, por todo su apoyo y amistad. A Verónica, Roció, Rosa, Miguel, Alberto, David, Jimena, Leonardo, etc...

Asímismo quisiera expresar mi gratitud a la Universidad Nacional Autónoma de México, a su Posgrado en Ciencias Físicas y al Comité Académico del PCF por sus oportunos apoyos y por haberme brindado la oportunidad para obtener el Grado. Agradezco a los miembros del jurado del examen de Grado: Dr. Mayo Villagrán Muniz (CCADET), Dr. Julio Javier Martinell Benito (ICN), Dr. Luis Rodríguez Fernández (IFUNAM), Dr. Víctor Manuel Velázquez Aguilar (FC UNAM), y Dr. Jorge Mulia Rodríguez (UAEMex), por sus valiosos comentarios, aportaciones y observaciones, que ayudaron a mejorar este trabajo.

Al CONACYT, institución que a través de su programa nacional de becas de posgrado, financió mis estudios de doctorado. Beca CONACYT (CVU/Becario): 256608/216131 y a la UNAM por el apoyo recibido a través del programa PAEP.

En particular me gustaría agradecer y a quienes les dedico la tesis, a mi madre Martha Fuentes por el apoyo incondicional, por sus cuidados y su protección, pero sobre todo por su amor, a mi padre Fernando Paulin por las enseñanzas acerca de la vida, a mis hermanos Fernando y Edgar Paulin, por todo a su cariño, guía y apoyo durante el tiempo que juntos hemos crecido, a mi novia Elvira Nuñez por su apoyo, sus consejos y su compañía, por mi respeto y cariño hacia su persona, a mi tío Miguel Roldan y familia por su cariño, apoyo y confianza a mi tía Carmen Fuentes. A Aleksandra, Rodrigo, Ana, Jesús, Ernesto, Jorge, Francisco, Omar, Virgilio, Diana, Edgar, Hector, Karla, Roberto, Carlos, Thasja, etc..., por su apoyo y gran amistad. A mis parientes y amigos, motor de motivación, quienes me dieron la oportunidad

de ayudarme, compartir con ellos su amistad y tener con ellos su apoyo moral. Y a todas las personas que directa o indirectamente han tenido a bien ayudarme en forma moral y/o económica para mi formación como ser humano y profesional, que sin ellos no estaría aquí en esta ocasión con el mérito que dignamente llevo.



Resumen

En este trabajo hacemos una investigación experimental del campo eléctrico y magnético generado por plasmas inducidos por láser, (*“laser induced plasmas”* LIPs) en aire (a presión atmosférica) para tiempos $t \leq 100$ ns, con y sin un campo eléctrico externo. Para producir el plasma se usó un láser de Nd:YAG de 1064 nm, incluyendo su segundo y tercer armónicos (532 y 355 nm), con pulsos de 7 o 10 ns en su anchura a media altura (*“Full Width at Half Maximum”* FWHM), e irradiancias $I \sim 10^{12}$ W/cm². Los pulsos fueron enfocados para producir el plasma, usando lentes de 3.8, 5, 10 y 15 cm de distancia focal.

Para obtener la evolución espacial y temporal de la emisión visible del núcleo del plasma, se usaron las técnicas de diagnóstico de fotografía de sombras *“shadow-grphy”*, fotografía alta velocidad y el perfil de intensidades asociadas a la fotografía de alta velocidad. Las técnicas fueron llevadas a cabo con una cámara ICCD (*“Intensified Charge Coupled Device”*). Estas técnicas de las imágenes de la emisión del plasma muestran diferencias entre los plasmas producidos por las tres diferentes longitudes de onda usadas, mostrando un solo plasma para pulsos de 1064 nm y dos plasmas para las frecuencias de 532 y 355 nm. El efecto de la aberración de la lente en la distribución de la irradiancia en la región focal produce varios máximos axiales de la intensidad que pueden producir un plasma doble en aire. El frente de ionización del plasma producido con pulsos de 1064 nm avanza asimétricamente y principalmente hacia la lente con una velocidad que es directamente proporcional al flujo de fotones que llegan al punto focal. En tanto que en los plasmas de doble núcleo inducidos con pulsos de 532 y 355 nm, sus frentes de ionización axiales se desplazan en sentidos opuestos, el primer núcleo de plasma (del lado de la lente) se dirige en sentido opuesto al vector de Poynting.

Las mediciones del campo eléctrico se hicieron usando la punta de un cable coaxial (de 1 cm de longitud y de 50 Ω), donde se realizó un mapeo en las cercanías del plasma de la amplitud de la señal eléctrica obtenida; dicha señal es debida a la separación de las cargas en el plasma (sin campo un eléctrico externo). Los resultados y el análisis muestran diferentes estructuras espacio temporales del potencial eléctrico dependiendo de la longitud de onda del pulso láser. Para LIPs generados con pulsos de 1064 nm, el campo eléctrico producido por las cargas en el plasma corresponde a una estructura dipolar intrínseca que, consiste en dos cargas opuestas una en cada extremo del LIP alineado con el eje del haz láser [(- +) ← láser]. Resultados similares

fueron encontrados en [28, 29]. Para el segundo y tercer armónicos la configuración del potencial eléctrico del plasma resultó en una estructura cuadrupolar nuevamente alineada con el eje del haz láser, que consiste en dos dipolos opuestos, donde el potencial eléctrico es positivo en ambos frentes de ionización axiales del doble plasma [(+ -)(- +) ← láser]. Estructuras cuadrupolares han sido reportadas previamente en [32, 38]. Sin embargo, no reportan que dichas estructuras corresponden a plasmas con doble núcleo.

El LIP producido con pulsos de 1064 nm es centrado entre las placas de un capacitor plano conectado a una fuente de alta tensión, con el fin de estudiar el comportamiento del potencial del campo eléctrico del plasma como función de la tensión aplicada entre las placas [58]. Observamos que la capa exterior del plasma presenta un campo dipolar que se alinea con el campo eléctrico externo dc (perpendicular al haz láser). Dicho campo externo permite modificar el campo eléctrico alrededor del plasma, para sus aplicaciones potenciales u obtener señales de un orden de magnitud mayores facilitando el diagnóstico del plasma. El potencial eléctrico resultante presenta una estructura dipolar con su momento alineado con el campo externo, que nos permite estimar el potencial del campo eléctrico y la magnitud del momento dipolar generado por el LIP (sin campo eléctrico externo dc).

Se usó una sonda \dot{B} para el diagnóstico del campo magnético. Los resultados nos muestran un campo magnético principal azimutal al eje del haz láser, producido por el efecto colectivo de la corriente del frente de ionización. El campo magnético espontáneo del plasma inducido por láser de pulsos de 1064 nm, resultó unidireccional a lo largo del plasma corroborando la configuración dipolar eléctrica formada sobre dicho eje. En el caso del LIP de pulsos de 532 nm, el campo magnético azimutal al eje del haz láser, mostró fluctuaciones que tienden a cambiar el signo del campo en los extremos del plasma, corroborando la presencia de corrientes opuestas en los plasmas de doble núcleo y la estructura cuadrupolar eléctrica.

Abstract

We present an experimental investigation of the self-generated electric and magnetic fields by a laser-induced plasmas (LIP) in air (at atmospheric pressure), for time delays $0 \leq t \leq 100$ ns, with and without an external electric field. To produce the plasma is used a 1064 nm Nd:YAG laser, including its second and third harmonics (532 and 355 nm), with pulses of 7 or 10 ns at the full width at half maximum (FWHM). The pulses were focused by using lenses of 3.8, 5, 10 and 15 cm of focal length and the range of irradiance from 10^{11} to 10^{12} $W\ cm^{-2}$.

The spatial and temporal evolution of the visible emission of the plasma core was studied using laser shadowgraphy and fast photography diagnostic techniques and the profile intensities from the fast photographs. The techniques were carried out with an intensified charge coupled device (ICCD) camera. These image techniques of the plasma emission display differences between plasmas produced by the three different wavelengths used, showing a single plasma formation for pulses of 1064 nm. Instead, the observed plasma formation for the 532 and 355 nm LIP in air, generates a double-plasma-core in air over the laser axis. The ionization front of the plasma produced with pulses of 1064 nm advance asymmetrically and mostly toward the lens, with a plasma growth velocity that depends on the IR photon flux density arriving at the focus point. While in plasmas of double-core, which were induced with pulses of 532 and 355 nm, the axial ionization fronts moving in opposite directions. The first-plasma kernel (on the side closest to the lens) is larger than the second one, due to the plasma shielding. The first plasma core is directed opposite to the Poynting vector and absorbs most of the incident energy; in contrast, the second plasma propagates on the direction of the laser beam.

The electric field measurements were made using the tip of a coaxial cable (1 cm in length and $50\ \Omega$), and performed through a mapping the amplitude of the electrical signal in the vicinity of the plasma. Such electrical signal is due to the charge separation in the plasma (without an external electric field). The results and analysis show different spatio-temporal structures of the electric field potential, depending on the wavelength of the laser pulse. For LIPs generated with 1064 nm pulses, the electric field produced by the charges in the plasma corresponds to an intrinsic dipole structure aligned with the laser beam axis. In such a dipole, the negative charge is located in the back side and the positive charge on the front side of the plasma discharge directed opposite to the light flux $[(-\ +) \leftarrow \text{laser}]$. Similar

results were found in [28,29]. For the second and third harmonics, the configuration of the electric potential of the plasma resulted in a quadrupole structure aligned with the laser beam axis, consisting of two oppositely directed dipoles; wherein the electric potential is positive on both sides of the axial ionization front of the double plasma [(+ -)(- +) ← laser]. Quadrupole structures have been previously reported in [32,38]. However, they do not report that these structures correspond to a double-plasma-core.

In order to study the behavior of the electric field potential of the plasma as a function of the voltage applied between the plates [58], the LIP produced with pulses of 1064 nm is centered between the plates of a plane capacitor connected to a high voltage supply. We observed that the outer shell of plasma has a dipolar field which aligns itself with the external electric field dc (perpendicular to the laser beam). Such external field allows tailoring the electric potential around the plasma, for their potential applications or to get signals with more than one order of magnitude, thus facilitating the plasma diagnostics. The resulting electrical potential has a dipole structure with its dipole moment aligned with the external field, which allows us to estimate the intrinsic electric field potential and magnitude of dipole moment generated by the LIP (without an external electric field dc).

The time variation of the spontaneous magnetic field (SMF) was measured using a \dot{B} . The magnetic diagnostics showed a principal magnetic field azimuthal to the main axis of the plasma, produced by the collective effect of the current of ionization front. The direction of the concentric spontaneous magnetic field of the LIP produced with pulses of 1064 nm was unidirectional along the length of the plasma, corroborating the electric dipole configuration formed on the laser axis. In the case of LIP produced with pulses of 532 nm, the magnetic diagnostics showed an oscillating magnetic field azimuthal to the main axis of the double-plasma. These fluctuations tend to change the sign of the field at the ends of the plasma, corroborating the presence of opposite currents in plasmas of double-kernel and the electric quadrupole structure.

**Diagnósticos Eléctricos y
Magnéticos de un Plasma
Inducido por Láser en Aire**

Objetivo General:

Implementar y correlacionar la información de técnicas para el diagnóstico de un plasma inducido por láser en aire.

Objetivos Particulares:

Diagnosticar el potencial eléctrico de un plasma inducido por láser en aire, con y sin un campo eléctrico externo.

Diagnosticar el campo magnético de un plasma inducido por láser en aire (sin un campo eléctrico externo).

Índice general

1. Introducción	5
1.1. Antecedentes de los Estudios de la Generación de los Campos Eléctricos y Magnéticos Espon-táneos de los LIPs en Aire	7
1.2. Breve Revisión de los Fundamentos Teóricos	10
1.3. Características de los Plasmas Inducidos por Láser en Aire	12
1.4. Rompimiento o “ <i>Breakdown</i> ” en Gases	16
1.5. Fenomenología Después del Rompimiento en Gases	20
1.6. Estudios Previos de Plasmas Inducidos por Láser Ante un Campo Eléctrico Externo (Realizados por Nuestro Grupo)	21
1.7. Descripción General de la Tesis	24
2. Configuración Experimental	27
3. Diagnósticos de Fotografía de Sombras y Fotografía de Alta Velocidad	34
3.1. Fotografía de Sombras y de Alta Velocidad de un LIP Usando Pulsos de 1064 con una Energía de 85 mJ	37
3.2. Fotografía de Sombras y de Alta Velocidad de un LIP Usando Pulsos de 532 nm con una Energía de 85 mJ	40
3.3. Fotografía de Sombras y Fotografía de Alta Velocidad Usando Pulsos de 532 y 355 nm con una energía de 40 mJ	43
3.4. Discusión Final del Capítulo	46
4. Potencial Eléctrico de un Plasma Inducido por Láser	48
4.1. Potencial Eléctrico de un Plasma Inducido por un Láser de 1064 nm en Aire Sin Campo Eléctrico Externo	49

4.2. Magnitud del Potencial Eléctrico y del Momento Dipolar Intrínseco de un LIP Obtenidos al Aplicar un Campo Eléctrico Externo	59
4.3. Potenciales Eléctricos de Plasmas Inducidos por Láser Usando Pulsos de 532 y 355 nm Sin Campo Eléctrico Externo	64
4.4. Distribución del Potencial Eléctrico de un 1064 nm LIP en Aire con un Campo Eléctrico Externo	72
4.5. Modelo de la Estructura Temporal del Potencial Eléctrico de un 1064 nm LIP en Aire	81
5. Diagnósticos Magnéticos	87
5.1. Diagnósticos Magnéticos de un Plasma Inducido por un Láser de 1064 nm en Aire	87
5.2. Diagnósticos Magnéticos de un Plasma Inducido por un Láser de 532 nm en Aire	90
6. Conclusiones	94

Capítulo 1

Introducción

Cuanto más sabemos menos entendemos.

Albert Einstein

Sancho, amigo mio; ya oigo ladrar a los perros.
Señal de que seguimos cabalgando en el camino
correcto.

Don Quijote

Si el dinero va adelante, todos los caminos se
abren.

W. Shakespeare

El estudio de los plasmas inducidos por láser, “LIPs” (por sus siglas en inglés “*laser induced plasmas*”) en gases, se inicia en 1963, se observa que al enfocar un láser de rubí, éste produce chispas o “*sparks*”. Los primeros reportes fueron realizados por E. Damon, y R. Tomlinson; R. G. Meyerand, Jr., y A. F. Haught; y P. D. Maker, R. W. Terhune, y C. M. Savage [1–3]. Desde entonces, el interés en la investigación y en la industria sobre el tema ha crecido exponencialmente y va a la par del desarrollo de los láseres y tecnologías de detección. Cuando un pulso láser de alta potencia es enfocado, este interactúa en un volumen muy pequeño de un medio gaseoso, el cual puede producir el rompimiento (“*breakdown*”) y formación de plasma en gases, a través del efecto de ionización en cascada [4–6]. En el caso de aire a presión atmosférica, el rompimiento óptico resultante (chispa-láser “*laser spark*”), proporciona una excelente forma de simular experimentalmente las descargas eléctricas de los rayos atmosféricos, remanentes de supernovas interactuantes, jets astrofísicos [7], fenómenos explosivos, con las reacciones químicas posteriores como la oxidación de

nitrógeno [5], y los procesos físicos que involucran el decaimiento en la densidad y la temperatura [8, 9]. Puesto que estos plasmas tienen alguna analogía con los relámpagos atmosféricos, existe un considerable interés en el estudio de los procesos de reducción de la atmósfera terrestre, así como su posible influencia en la síntesis orgánica [10]. En la atmósfera terrestre los relámpagos constituyen una importante fuente natural de óxidos de nitrógeno. En un trabajo anterior se han utilizado dos LIPs sincronizados con el fin de entender el comportamiento físico de un rayo doble con descarga de retorno [11]. Se ha desarrollado recientemente una técnica donde se usó la distribución dipolar de cargas en plasmas inducidos por láser [12], basada en la superposición de dos LIPs para alinear perfectamente una doble descarga con retorno, lo cual permite simular a los relámpagos. El conocimiento de los campos electromagnéticos generados durante los procesos de ruptura permite una mejor comprensión de todos estos fenómenos.

Los plasmas inducidos por láser tienen grandes aplicaciones potenciales en muchas áreas, entre ellas cabe mencionar que hay un gran interés en utilizar los láseres para ignición de gases de combustión [13–17] o ignición de motores, planteándose la posibilidad de una mayor eficiencia y reducción de los contaminantes en comparación con las bujías convencionales [18, 19]. La ignición inducida por láser proporciona numerosas ventajas sobre las técnicas convencionales de ignición. La cantidad de energía láser incidente y la tasa de deposición pueden ser controladas, el tiempo se puede ajustar y la ubicación óptima de la ignición puede ser elegida. Además, con ignición de múltiples puntos se puede hacer más eficiente el desarrollo de la llama de combustión, por lo que es necesario una mejor comprensión de la expansión del plasma inducido por láser durante el proceso de ignición [20, 21].

Si bien en esta tesis se hace un estudio de los plasmas inducidos por láser en aire, cabe mencionar que debido al desarrollo tan grande (desde hace medio siglo) que ha tenido dentro de la ciencia y la tecnología (incluyendo a LIPs producidos con blancos o en vacío), los LIPs tienen grandes aplicaciones potenciales en muchas áreas; por mencionar algunas tenemos espectroscopía de rompimiento inducida por láser (LIBS “*laser-induced breakdown spectroscopy*”) [22, 23], fusión nuclear por confinamiento inercial [24], aceleradores de partículas, control de flujo, propulsión láser y aplicaciones espaciales [25–27].

Sin embargo, se requieren más estudios en relación con la generación de estructuras espacio-temporales del potencial del campo eléctrico, y campos magnéticos espontáneos o autogenerados SMFs (por sus siglas en inglés “*spontaneous*” or “*self-*

generated” magnetic fields) en las cercanías de los LIPs en aire, para comprender la física de la ruptura en gases, y los mecanismos del proceso de la descarga eléctrica creada. Estos campos eléctricos y magnéticos espontáneos, son producidos por la interacción del láser con el plasma cuando un pulso láser de alta potencia se centra en un pequeño volumen en un gas o en una pequeña área en un blanco sólido. Ha habido diversas interpretaciones sobre este fenómeno; aunque en algunos casos las explicaciones son contradictorias, y pueden deberse no sólo a las diferentes condiciones y parámetros característicos para formar el rápido y transitorio plasma como son: duración del pulso, longitud de onda láser, la irradiancia, composición del gas ambiente, la presión, la aberración óptica en el enfoque del haz láser, etc., sino también a causa de las diferentes sondas utilizadas.

1.1. Antecedentes de los Estudios de la Generación de los Campos Eléctricos y Magnéticos Espontáneos de los LIPs en Aire

El primer reporte de un momento dipolar eléctrico inducido como resultado de la interacción de un pulso láser (láser Nd, con duración del pulso entre 30 a 50 ns), enfocado en aire fue reportada en la literatura rusa por G. A. Askar’yan (1965) et al. [28]. En este campo eléctrico del LIP, el momento dipolar se observó en dirección opuesta al flujo de luz (vector de Poynting); una carga positiva se acumula en la parte frontal y una carga negativa en la parte trasera del plasma. La amplitud dipolar y la escala espacial no fueron medidos en este trabajo.

Por citar algunos ejemplos de reportes de estructuras del potencial eléctrico en plasmas inducidos por láser en aire tenemos [29–33]. En ellas se reportan distribuciones dipolares y cuadrupolares del potencial del campo eléctrico y en ciertos casos los dipolos encontrados son opuestos. En el trabajo realizado por Zhivopistsev et al. (1992) [29], también encontraron un momento dipolar eléctrico de un LIP en aire (láser Nd:glass, con pulso de energía de 200 mJ, la duración del pulso láser de 30 ns al FWHM, enfocándose una irradiancia $I \simeq 10^{12} \text{ Wcm}^{-2}$, y la distancia focal de la lente de $f = 5 \text{ cm}$), orientado en la misma dirección (opuesto al haz láser). Para determinar el tamaño del momento dipolar se midió este mediante el uso de un cable coaxial y una lámina metálica delgada con un agujero de 1 mm de diámetro

conectada eléctricamente a tierra. En ese trabajo, el momento dipolar se asoció con la acción de la fuerza de Lorentz o expansión lateral del plasma en la presencia de un campo magnético toroidal.

Citando otros ejemplos, en los que el momento dipolar del plasma láser se encuentra en la dirección del vector de Poynting, tenemos V. P. Ageev et al. (1979) [30] y A. I. Barchukov, et al. (1980) [31]. Ellos produjeron el plasma en aire, enfocando el pulso láser en la superficie de un blanco conductor (láser CO_2 , con pulsos de energía de 3 J, el FWHM de 250 ns, $I = (10^7 - 10^9) Wcm^{-2}$, $f = 5$ y $f = 10$ cm). Los campos eléctricos cerca del plasma, detectados con una sonda eléctrica diferencial, mostraron que una separación significativa de las cargas se produce principalmente en el frente de ionización. En la referencia [31] muestran que la superficie de los objetos cercanos al plasma que rodean la sonda distorsionan el campo del LIP (blanco, metales conectados a tierra, etc.), alterando de este modo la señal de la sonda.

Resultados interesantes fueron encontrados en el trabajo de Kabashin y Nikitin (1997) [32]. Ellos usaron el núcleo de un cable coaxial colocándolo en las proximidades del LIP. Para medir la estructura espacio-temporal del potencial de los campos eléctricos producido por la radiación de longitudes de onda diferentes 0.53, 1.06 y 10.6 μm y con pulsos de microsegundos, nanosegundos, y subnanosegundos. (Láser CO_2 : $\lambda = 10.6 \mu m$, pulsos con energía de 50 J, FWHM 100 ns, 4 μs de duración en su base, $I \sim 10^9 Wcm^{-2}$; y un láser pulsado Nd: con pulso de energía de 350 mJ para $\lambda = 1064$ nm, y hasta 160 mJ para $\lambda = 532$ nm, FWHM 0.7 y 3.5 ns, $I = 10^{11} - 10^{13} Wcm^{-2}$), teniendo cuidado de no distorsionar el campo con conductores puestos a tierra cercanos al plasma. Ellos encontraron estructuras cuadrupolares del potencial del campo eléctrico, que consisten en dos dipolos colineales en sentidos opuestos en los frentes delantero y posterior del plasma, en cuyo volumen de interacción del pulso láser enfocado en aire, el plasma resulta con un momento dipolar (para pulsos láser de CO_2 y Nd los dipolos son opuestos), porque en uno de los dipolos la contribución del momento dipolar es más grande.

Investigaciones que se han llevado a cabo también en el régimen de femtosegundos, han reportado la generación de momentos dipolares debido a la distribución de carga a lo largo del canal del plasma [33–35]. En el trabajo de C. C. Cheng et al. (2001) [34] desarrollan un modelo que explica la física de la generación de un pulso electromagnético a partir del canal de plasma inducido por láser de femtosegundos, donde muestran que el momento dipolar creado es inducido a través de la fuerza de presión de radiación resultante de la fuerza de Lorentz dependiente de la velocidad.

James K. Koga et al. (2010) [35] desarrollaron un código de simulación de 3D + 1 dimensiones donde utilizan un modelo de propagación del pulso láser en aire a presión atmosférica (suponiendo que el aire se compone de una mezcla de 20 % de O_2 y 80 % de moléculas de N_2) incluyendo los procesos atómicos y moleculares donde calculan explícitamente la distribución de energía de electrones y la población de electrones durante la propagación del láser. Sus resultados de las simulaciones de la ruptura inducida por láser en aire usando datos atómicos y moleculares precisos, son llevados a cabo para pulsos láser que van desde 100 fs a 1 ns de duración, lo que les permitió obtener tridimensionalmente la densidad de electrones, el perfil espacial de la densidad de iones de O_2 , y N_2 , los cuales resultaron sesgados hacia el lado de la lente y la temperatura media de los electrones. En el trabajo experimental realizado por A. Proulx et al. (2000) [33] mediante el uso láser pulsado de 220 fs Ti:Sapphire en aire, se observó la generación de pulsos eléctricos en el plasma inducido en aire, determinándose que la columna de plasma creada tiene un momento dipolar intrínseco. El origen de este momento dipolar lo atribuyeron a la separación longitudinal de electrones, la cual es debida a la fuerza ponderomotriz que acelera a los electrones, donde dichas cargas son liberadas a través de ionización multifotónica de las moléculas de N_2 y O_2 . Las investigaciones realizadas, junto con los resultados que se muestran en este trabajo, dan evidencia de la universalidad de la presencia de un momento dipolar intrínseco de un plasma láser.

Por otro parte, para nombrar parte de la literatura sobre investigaciones de los SMF en los LIPs, los primeros reportes de un momento magnético dipolar y la aparición de corrientes en las proximidades del plasma láser (láser de Rubí con Q-switch) fueron hechas en la literatura rusa [36, 37]. V. V. Korobkin y R. V. Serov (1966) [36] midieron el campo magnético del plasma inducido por láser (energía por pulso 2 J y la duración 30 ns) con bobinas de 10 mm de diámetro, cada una compuesta de dos vueltas del cable, donde el momento resultante fue perpendicular a la dirección de la propagación del haz láser. Dicho fenómeno fue llamado “efecto Korobkin”. En tanto que G. A. Askar’yan et al. (1967) [37] utilizan pulsos del láser con un modo del prisma giratorio (Q-switched), en el que dos pulsos de luz se producen espaciados en una secuencia de 240 ns de igual energía. El primer pulso produce la pluma con el blanco, mientras que el segundo pulso produce en la pluma (plasma) las corrientes, las cuales fueron registradas por una bobina de inducción.

Investigaciones experimentales posteriores fueron realizadas por V. I. Konov et al. (1985) [38], donde la ruptura fue iniciada por pares de pulsos (láser CO_2 , la energía

de los pulsos de 1.5 J, el intervalo entre ellos de 7 a 60 μs , $I \sim 10^9 Wcm^{-2}$, $f = 6$ cm) en aire en ausencia de un blanco. En este trabajo, el campo magnético espontáneo SMF fue registrado integrando las señales obtenidas a través de dos sensores idénticos (dos bobinas inductivas). Los autores concluyeron que el LIP posee una distribución eléctrica cuadrupolar, debido al cambio resultante en la dirección de las estructuras espacio-temporales del SMF en los frentes delantero y posterior del LIP, los cuales son asociados con la presencia de corrientes opuestas en el plasma. Una revisión sobre los campos magnéticos espontáneos (SMF) en los plasmas inducidos por láser fue realizada por J. A. Stamper (1991) [39], donde se describen los estudios de los campos magnéticos autogenerados con una diversidad de mecanismos de generación, con el problema del transporte asociado y los fenómenos de inestabilidad. Recientemente K. Rohlena y M. Mašek (2012) [10] desarrollaron un modelo para la formación del plasma láser, el cual combina la ecuación laminar del movimiento de electrones, la ley de Faraday y la ley de Amperede de las ecuaciones de Maxwell. Dicho modelo permite evaluar los campos SMF generados por los LIPs; mientras que para evaluar el momento dipolar eléctrico usaron la ley de Ohm suponiendo un plasma idealmente conductor y la ecuación de Poisson para la densidad de carga.

1.2. Breve Revisión de los Fundamentos Teóricos

La separación longitudinal de las cargas en un LIP dependerá de los parámetros de radiación tales como la duración del pulso, la longitud de onda láser, la irradiancia, y condiciones como la aberración óptica, la composición del gas ambiente y la presión, entre otros. En caso de pulsos de nanosegundos la propagación del frente de absorción de radiación u onda de ruptura, cambia la concentración efectiva de electrones y a su vez cambia el gradiente temperatura en la región frontal del plasma. Siendo los electrones más ligeros que los iones, una parte de estos se desplazarán longitudinalmente en dirección del eje del pulso láser polarizando el plasma, y otra parte se dispersará. Dichas cargas están sujetas a varias fuerzas que las separan; las fuerzas electromagnéticas en un plasma tienden a compensar la separación resultante. En general, el balance de las fuerzas sobre los electrones en un plasma puede ser representada por [40]:

$$\mathbf{E} = \frac{\nabla P_e}{eN_e} + \gamma \frac{\nabla T_e}{e} - \frac{\mathbf{F}_r}{eN_e} + \frac{\mathbf{F}_\pi}{eN_e} + \dots, \quad (1.1)$$

donde ∇P_e es el gradiente de presión hidrodinámica, ∇T_e es el gradiente de temperatura electrónica (fuerza termoelectrónica), \mathbf{F}_r es la fuerza de la presión óptica, \mathbf{F}_π es la fuerza de viscosidad, N_e es la concentración de electrones y $\gamma = \frac{2+N}{N} \approx 1.7$, donde N es el número de grados de libertad.

La expresión general para el momento dipolar está dada por

$$d = \iiint_V r \rho d^3r = \iiint_V r \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot E d^3r = -\frac{1}{4\pi} \iiint_V E d^3r \quad (1.2)$$

donde

$$\rho = \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot E, \quad \iiint_V \rho d^3r = 0. \quad (1.3)$$

Con la cual se puede estimar la contribución de los diversos mecanismos para la formación del momento dipolar en el plasma. La fuerza de la presión óptica se puede considerar como la transferencia elástica de momento de un fotón a un electrón, como se muestra en [28, 41], donde se da la siguiente estimación del momento dipolar:

$$d_r = \frac{W}{4\pi N_e e c}, \quad (1.4)$$

donde W es la potencia de radiación óptica.

La contribución del momento dipolar debido a los mecanismos térmicos asociados con la concentración de electrones ∇N_e y el gradiente de temperatura ∇T_e en el frente del plasma, se obtiene sustituyendo los primeros términos de la expresión (1.1) en la ecuación (1.2) y despreciando los términos más pequeños del cambio en T_e del frente del plasma en comparación con el cambio de N_e , obtenemos

$$d_t = -\frac{1}{4\pi e} \iiint_V \left(T_e \frac{\nabla N_e}{N_e} + 1.7 \nabla T_e \right) d^3r = -\frac{S}{4\pi e} T_{e0} \ln \frac{N_{e1}}{N_{e2}} - \frac{S}{4\pi e} 1.7 T_{e0}, \quad (1.5)$$

donde N_{e2} y N_{e1} son las concentraciones de electrones en la parte trasera y en la parte frontal del frente del plasma, T_{e0} y $S = \pi a^2$ son la temperatura y el área de la sección transversal de la región del frente del plasma. El primer término es mayor en un orden de magnitud que el segundo término (debido al factor logarítmico), ya que N_e aumenta de 3 a 4 órdenes de magnitud en el frente del plasma [32, 39].

La fuerza ponderomotriz F_p es una fuerza no lineal que experimenta una partícula

cargada en un campo electromagnético oscilante no homogéneo y se expresa por

$$F_p = -\frac{e^2}{4m\omega^2}\nabla E^2 \quad (1.6)$$

donde e es carga eléctrica de la partícula, m es la masa, ω es la frecuencia angular de oscilación del campo, y E es la amplitud del campo eléctrico.

Esta ecuación significa que una partícula cargada en un campo no homogéneo oscilante, no sólo oscila en la frecuencia ω , sino también tiene una deriva hacia las zonas de campo débil a diferencia de la fuerza de Lorentz [42–46]. El mecanismo de la fuerza ponderomotriz puede ser entendido considerando el movimiento de la carga en un campo eléctrico oscilante. En el caso de un campo homogéneo, la carga vuelve a su posición inicial después de un ciclo de oscilación. En el caso de un campo no homogéneo, la fuerza ejercida sobre la carga durante medio ciclo, que pasa por una zona con puntos de mayor amplitud del campo hacia un área del campo débil. Esta es más grande que la fuerza ejercida durante el segundo medio ciclo que pasa por el área con una amplitud de campo inferior, el cual apunta hacia el área de campo fuerte. Por lo tanto, como promedio durante un ciclo completo hay una fuerza neta que dirige la carga hacia el área del campo débil. A. Proulx et al. [33], al suponer que la ionización se produce principalmente en el pico del pulso, la mayor parte de los electrones en la columna del plasma adquirirán una energía cinética igual al potencial ponderomotriz $U_p = E^2/4\omega^2$, donde E y ω son el campo eléctrico máximo y la frecuencia del láser (en unidades atómicas), respectivamente. Para pulsos de 220 fs utilizados por ellos la intensidad fue de $\sim 7 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$, lo cual les dió un valor de $U_p \sim 42 \text{ eV}$.

1.3. Características de los Plasmas Inducidos por Láser en Aire

Los plasmas inducidos por láser en aire han sido ampliamente reportados en la literatura. Al enfocar un pulso láser en el aire, una densidad suficientemente alta de la radiación se produce para ionizar un átomo a través de fotoionización múltiple. Los electrones libres producidos de esta manera son acelerados por el campo de radiación (bremsstrahlung inverso) y comienzan una reacción en cadena por impacto de ionización. El resultado neto de este proceso es la formación de un

plasma caliente en la vecindad del punto focal de la radiación láser enfocada. Una serie de características del plasma en aire inducido por láser son inmediatamente evidentes a la vista. Esta “chispa” es una fuente de luz extremadamente intensa, azul y blanco que irradia más o menos uniformemente sobre 4π estereorradianes.

Los LIPs se han fotografiado para determinar su estructura, cuando Young et al. (1966) [47] examinaron cuidadosamente la macroscópica chispa (“*laser spark*” o LIP). Observaron que tiene un número de regiones distintas describiéndolas como sigue: 1) en el centro de la chispa hay un núcleo extremadamente intenso con la forma de un cilindro estrecho alineado a lo largo del eje de la lente; 2) Alrededor de este núcleo hay una región de menor intensidad, que en general, se divide en lóbulos o estrías. La naturaleza y la extensión de esta región están en gran medida en función de la potencia láser disponible y la disposición óptica que se utiliza para enfocar la radiación; 3) alrededor de esta segunda región hay una nube sin estructura probablemente formada por átomos excitados en lugar de iones y electrones. En su trabajo concluyeron que, para cualquier nivel de potencia particular, y la geometría usada, el plasma es esencialmente reproducible en todos sus detalles observables, incluyendo la forma y el número de los lóbulos o estrías.

B. Ya. Zeldovich, y N.F. Pilipetskii (1966) [48] calculan el valor absoluto de la amplitud del campo de un haz láser paralelo e ideal enfocado por sistemas ópticos con aberración esférica. De las grandes amplitudes del campo de onda de luz calculadas que resultan al enfocar un haz láser coherente, concluyen que en el foco aparecen una serie de efectos de umbral, como la ruptura del aire y la ionización múltiple. Estos plasmas múltiples creados en aire son causados por la falta de uniformidad y la divergencia del haz láser desenfocado. La extensión de estas regiones son funciones de la potencia del láser disponible y el arreglo de la óptica que se utiliza para enfocar la radiación y es también un resultado de la aberración de la lente. El papel de la aberración esférica causada por lentes en los LIPs fue investigado por C. Grey Morgan et al. (1975) [4, 49, 50] y los resultados obtenidos, explican la multiplicidad observada en las regiones de la intensa ionización a lo largo del eje del haz láser cerca del foco mostrando además un mayor efecto sobre la aberración para pequeñas longitudes de onda. En general, cuando un haz láser se enfoca con una lente, la distribución de irradiancia en el punto focal es determinada por la estructura del modo de oscilación del láser, las aberturas en el sistema óptico y por los parámetros de la lente.

Ha habido pocos estudios que cuantifiquen el efecto de la presión atmosférica

en un plasma inducido por láser en el aire. Sivanandan S. Harilal et al. [51–55], investigan el efecto de la presión sobre la absorción y la dispersión de la energía en una chispa inducida por pulsos láser de 532 nm en aire y argón. Encontraron, asimismo, que la fracción absorbida de la luz disminuye fuertemente con la presión; también reportaron que la presión altera el tamaño y la forma del plasma, pero no proporcionaron números cuantitativos sobre estas características. Una investigación más detallada del efecto de la presión ambiente sobre los plasmas inducidos por láser (532 nm) en aire, en el rango de 0.1 a 1.0 atm del tamaño, la forma, la temperatura, la densidad de electrones, y la fracción de la energía láser absorbida y dispersada fue llevada a cabo por Nick Glumac y Greg Elliott [56]. En sus experimentos cuantifican los cambios relativos en la intensidad de emisión y la tasa de decaimiento, según varía la presión de aire desde 1 hasta 0.1 atm. En primer lugar, observaron que, para todas las presiones de la cámara el LIP alcanza un aspecto bimodal para 100 ns. Igualmente constataron que, a presiones más altas (1 atm), la ruptura inicia poco antes del punto focal de la lente propagándose hacia el rayo láser entrante y con mayor emisión en esta región. A medida que la presión disminuye por debajo de 0.5 atm, el LIP se origina en el punto focal y se propaga alejándose del centro, tanto hacia la lente como en el sentido opuesto, dando como resultado un área total más grande del plasma y una estructura bimodal. Las principales conclusiones de este estudio fueron las siguientes: (A) Para una energía fija del láser, la energía absorbida por el gas disminuye con la presión. A 0.1 atm, menos del 5 % de la energía láser incidente es absorbida. (B) A medida que se reduce la presión, el tamaño del plasma y la intensidad pico de emisión disminuyen, pero el perfil temporal de la temperatura del plasma se mantiene aproximadamente constante para presiones entre 0.2-1.0 atm y para tiempos que ocurren después de la interacción del pulso de láser de 50 ns a 1 μ s. (C) A bajas presiones, el decaimiento de la intensidad del LIP después de la ruptura es marcadamente más rápida que a presión atmosférica. (D) la densidad de electrones en el plasma también disminuye aproximadamente linealmente con la presión. (E) De 0.2 a 1.0 atm la fracción de la potencia del láser que se transforma en energía térmica del plasma se mantiene aproximadamente constante.

El trabajo de Phuoc (2005) [57], el cual fue realizado a presión atmosférica, sugiere que la energía láser absorbida se transmite principalmente a la onda de choque (51-70 % de la energía absorbida), la emisión de radiación se transmite hacia los alrededores (22-34 %), y en energía térmica en el plasma (7-8 %). Dado que el plasma se vuelve menos opaco ópticamente a medida que se reduce la presión

ambiente, la resistencia a las pérdidas de radiación del plasma se reduce, y por lo tanto se podría esperar que el término radiativo de pérdida aumente con la presión ambiente. Este cambio en las características de propagación de la emisión con la presión también se ha examinado para 532 nm LIPs por Bindhu et al. [53, 54], sus observaciones sugieren que son prueba de que la ionización multifotónica es dominante a presiones bajas. Reportan también, dada la absorción de energía y la propagación del plasma en argón, que este es más absorbente que el plasma de aire. La absorción del LIP aumenta con la energía del láser, y a energías más altas se observa saturación de absorción. Este último resultado también es advertido para un plasma inducido con pulsos láser de 1064 nm [58].

La radiación láser que interactúa con el plasma, se divide en una fracción de la energía que se dispersa y otra fracción que es absorbida dando lugar a las líneas espectrales y al espectro continuo. Cabe mencionar que la radiación térmica consiste en mecanismos que son de naturaleza atómica. Por lo general, se compone de varios espectros de radiación continua debido a la recombinación del plasma de las transición de estado libre a estado ligado, transiciones de estado libre a estado libre (bremsstrahlung), la emisión de iones negativos, la radiación de línea espectral y emisión pseudo continua de líneas del espectro muy ensanchadas [5]. Una fracción aún más pequeña de la energía incidente se va en parte para las disociaciones moleculares, en parte en energía acústica y en parte en absorción multifotónica como las requeridas para proporcionar los electrones libres iniciales. El pulso láser incidente de alta potencia tiene una energía suficiente para ionizar a los átomos dentro del volumen ocupado por el plasma, mientras que sólo una pequeña fracción de la luz láser incidente se convierte en emisión visible y ultravioleta del plasma. Además, se puede observar la emisión de rayos X si la temperatura del plasma es suficientemente alta [6].

El efecto de la aberración esférica en la distribución de la irradiancia en el punto focal puede producir plasmas con doble núcleo en aire [20, 56, 59, 60]. En caso de que así suceda el primer núcleo del plasma (en el lado más cercano a la lente) generalmente es mayor que el segundo núcleo, debido al apantallamiento del plasma. El primer núcleo se propaga hacia la lente y absorbe la mayor parte de la energía incidente, en tanto que el segundo núcleo del plasma se propaga en la dirección del vector de Poynting, tal como ha sido reportado por [54].

En esta tesis, se usaron las longitudes de onda fundamental (1064 nm), del segundo (532 nm) y tercer (355 nm) armónico, de un láser Nd: YAG pulsado. Los

procesos iniciales de la formación y expansión del núcleo de plasma de alta temperatura y la onda de choque fueron estudiados usando las técnicas de fotografía de sombras [8, 61, 62], y fotografía de alta velocidad [22, 23]. Tales técnicas se llevaron a cabo utilizando una cámara ultrarrápida ICCD para capturar imágenes en el rango de nanosegundos. Nuestras observaciones experimentales de tales técnicas ópticas nos muestran que la aberración y caústica de la lente juegan un papel importante en la formación del plasma, generando un plasma con un solo núcleo o un plasma con doble núcleo. Cuando usamos la frecuencia fundamental obtuvimos un único plasma, mientras que el doble plasma se obtuvo con el segundo y tercer armónicos (Véase el capítulo 3). En otros trabajos utilizando un láser Nd:YAG de 1064nm, Zhang et al. [59], y M. Thiyagarajan et al. [60] llamaron plasmas colisionales a los LIPs que constan de dos núcleos o tienen estructura bimodal. Dichos plasmas, como ya se ha mencionado, son debidos a la aberración de la lente de enfoque y al efecto de la aberración esférica. En estos trabajos, ellos generan el doble núcleo de plasma colisional en aire mediante el ajuste del ángulo entre el eje de la lente de enfoque y el eje del láser.

1.4. Rompimiento o “*Breakdown*” en Gases

Cuando un pulso láser de alta intensidad es enfocado en un gas, ocurre una explosión a partir de un cierto umbral de ruptura o “*breakdown threshold*”. Entonces, el gas es ionizado en la región focal generando un plasma. Para producirlo en aire se requiere que el láser tenga una intensidad del orden de 10^9 W/cm^2 o superiores. El plasma es causado por el rompimiento del gas debido al campo eléctrico asociado con la onda de luz. El umbral de ruptura es del orden de 10^6 a 10^7 Vcm^{-1} . Se produce cuando el campo eléctrico en el foco supera la rigidez dieléctrica del aire y no debido a la absorción selectiva de la radiación láser por un átomo o molécula [63]. Si la temperatura del plasma en la región del rompimiento del gas, llega a ser suficientemente alta, se puede observar la emisión de rayos X, además de radiación ultravioleta y visible. La ruptura resulta de la fuerte ionización y de la absorción por los gases que generalmente son transparentes a la luz, y depende de condiciones experimentales, como la duración del pulso láser, la longitud de onda del láser, la irradiancia relacionada con las propiedades focales de la óptica dando el tamaño del punto focal, la presión del gas, las características del medio y las impurezas del

gas, entre otras. Todas estas variables implicadas hacen difícil precisar el umbral de ruptura con exactitud.

Se pueden considerar dos etapas clave que conducen a la ruptura de un gas. Primeramente debe de haber algunos electrones libres en el volumen focal del pulso láser que, a veces, pueden ser liberados por los rayos cósmicos, luz ultravioleta o la radioactividad natural de la tierra. Otras veces son generados por los primeros fotones del propio pulso, siendo liberados del polvo iones negativos como O_2^- , vapores orgánicos, o a través de ionización multifotónica de átomos y moléculas en la atmósfera. Los efectos multifotónicos son necesarios para la ionización directa de especies como el N_2 y O_2 debido a que sus energías de ionización son mucho mayores que la de los fotones utilizados normalmente. Por ejemplo, el potencial de ionización del O_2 es de 12.2 eV y el del N_2 es de 15.6 eV, mientras que los fotones del láser Nd:YAG 1064, 532 y 266 nm tienen energías de 1.25, 2.33 y 4.7 eV, respectivamente. Irradiancias de 10^{10} W/cm^2 son suficientes para que ocurra una ionización multifotónica débil.

La segunda etapa en el proceso de rompimiento es generar suficiente densidad de electrones y de iones. Esta se logra cuando los electrones adquieren energías mayores que la energía de ionización del gas. El mecanismo llamado ionización multifotónica “*multiphoton ionization (MPI)*”, conlleva la absorción simultánea de un número suficiente de fotones por un átomo o molécula produciendo la ionización (o la eyección de electrones de la banda de valencia a la banda de conducción). Para valores grandes de irradiación, una producción multifotónica significativa de electrones puede ocurrir a través de la reacción:



donde m es el número de fotones.

En la descripción clásica, la absorción de la radiación láser por los electrones libres ocasiona que sean acelerados por el campo eléctrico durante el pulso óptico en cuyo período de tiempo colisionan con especies neutras. Estas colisiones termalizan rápidamente a los electrones. Un pequeño número de electrones con mayor energía del promedio de la distribución de Maxwell tendrá suficiente energía para ionizar un átomo o molécula a través de la reacción:



El proceso para ionizar un átomo se puede dar por la absorción de un fotón, y

podría hacerlo rápidamente estando el átomo en sus estados excitados. Un electrón libre en el volumen focal absorbe fotones y gana suficiente energía para ionizar a otros átomos por colisiones. En cada proceso de ionización, por ejemplo, los electrones que chocan son reemplazados por otros electrones con energía más baja en el continuo de electrones libres. Estos a su vez absorben fotones de tal manera que se produce una avalancha o cascada de ionización.

El proceso de multiplicación de electrones continúa durante el pulso láser y da lugar a la ionización del gas y el rompimiento. Alternativamente, los electrones pueden adquirir energía de los fotones en colisiones de tres cuerpos con los átomos o moléculas. A medida que el número de iones aumenta las colisiones electrón-fotón-ión aumentan dando una mayor probabilidad de multiplicación de electrones adicionales.

El efecto multifotónico es el mecanismo por el cual los átomos pasan de un estado excitado a otros estados excitados, resultando en la emisión de uno o más electrones debido a la absorción simultánea de dos o más fotones. Este efecto domina cuando la radiación es ultravioleta. Por otra parte el “*bremssstrahlung*” inverso es el proceso en el que un fotón es absorbido por un electrón dentro del campo de un átomo o ion, y donde el electrón oscila por el campo eléctrico de la radiación incidente produciéndose ionización. Cuando se enfoca el pulso de un haz láser infrarrojo, este proceso es el que predomina.

El cambio en la densidad de electrones puede ser representado por la siguiente ecuación que contiene términos de ganancia y pérdida:

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e\nu_i + W_m I^m n - n_e(\nu_a + \nu_r) + \nabla(D\nabla n_e). \quad (1.9)$$

donde ν_i , ν_a y ν_r son las tasas de ionización electrónica de impacto, captura (“*attachment*”) y recombinación, respectivamente, W_m es el coeficiente de la tasa de ionización multifotónica, I^m es la irradiancia (W/cm^2) necesaria para que ocurra un proceso m-fotón, n es la densidad del número de las especies que se irradian y D es el coeficiente de difusión de los electrones. Los valores de estos coeficientes son discutidos por Weyl, G.M. Ch. 1 [6] y por Magesh T. John S. [9].

Con longitudes de onda corta, o a bajas densidades ($p \leq 10$ Torr con N_2) donde los efectos colisionales son pequeños, el rompimiento es dominado por la ionización multifotónica, representado por el segundo término en el lado derecho de la ecuación (1.9). Las pérdidas de difusión no juegan ningún papel, ya que los electrones son

generados por MPI de las especies neutras que permanecen en el volumen focal. A presiones altas ($p \gtrsim 100$ Torr con N_2) y longitudes de onda grandes ($\lambda > 1 \mu m$), el rompimiento se asocia generalmente con la ionización en cascada y domina el primer término en el lado derecho de la ecuación (1.9). En general, un valor independiente de la presión para el umbral de ruptura indica un dominio de ionización multifotónica.

El umbral de ruptura se puede calcular en principio, integrando la ecuación (1.9) con respecto al tiempo, requiriéndose que para el final del pulso, haya un cierto grado de ionización del gas. Esta fórmula es formidable, ya que de otra manera ν_i y D necesitan ser obtenidos por la solución de la ecuación de Boltzmann, que requiere conocer muchas secciones inelásticas. Además, las tasas de ionización multifotónica sólo se han medido para pocos gases de algunas longitudes de onda seleccionadas. La dependencia del umbral de ruptura en la longitud de onda, la presión y la duración del pulso, se puede deducir al observar cómo los diferentes términos en la ecuación (1.9) dependen de dichos parámetros. Está ecuación puede ser muy útil en predecir los umbrales de ruptura basándose en mediciones de rompimiento con diferentes condiciones.

Una investigación del umbral de ruptura en moléculas de oxígeno y nitrógeno usando un láser Nd:YAG 1064 nm con pulsos de 10 ns fue hecha por Stricker y Parker [64], para presiones en el rango de 1 a 50 atm. En este rango de presiones, el proceso fue por cascada de ionización y no ionización multifotónica. Los valores del umbral de ruptura en el laboratorio fueron de $8.2 \times 10^{10} W/cm^2$. Un aumento en la presión de un orden de magnitud resulta en un aumento de un orden de magnitud en el umbral de ruptura.

Hay excelentes trabajos en los que se han hecho mediciones con pulsos en regímenes de pico y femtosegundos del rompimiento en gases. En 1983, Williams et al. publicaron los resultados de un estudio del umbral de ruptura en aire usando un láser Nd:YAG de 532 nm, con duración de los pulsos entre 30 a 140 ps [65]. Sus valores de umbral obtenidos fueron de 1 a $4 \times 10^{13} W/cm^2$.

Con frecuencia, los umbrales de ruptura son reportados en términos del campo eléctrico clásico. La expresión para la conversión entre el campo eléctrico y la irradiancia está dada por (Hecht, p. 44 [66]):

$$I = c\epsilon_0 \langle E^2 \rangle = 2.6 \times 10^{-3} E^2, \quad (1.10)$$

donde I es la irradiancia en W/cm^2 , $\langle E^2 \rangle$ es el valor promediado en el tiempo

del cuadrado de la amplitud del campo eléctrico, con E en V/cm . Por tanto una irradiación de $10^{10} W/cm^2$ corresponde a un campo eléctrico de $2 MV/cm$

1.5. Fenomenología Después del Rompimiento en Gases

Después del rompimiento de un gas, en ausencia de una superficie, el luminoso plasma se expande en todas las direcciones desde el punto donde inicia la ruptura. Dependiendo de la irradiación, parte de la energía del láser se puede transmitir a través del volumen del plasma, otra parte es dispersada y el resto es absorbida. El plasma avanza hacia el láser durante el pulso láser, debido a que la absorción de los fotones es asimétrica en esa dirección (para plasmas de un solo núcleo). Por lo tanto, el plasma tiene una forma ligeramente cónica con el extremo obtuso hacia la lente. En el caso de los gases más transparentes a la longitud de onda incidente, la mayor parte de la energía es absorbida en donde se forma el plasma, resultando en una expansión esférica (Root, Robert G. Ch. 2 [6]).

En resumen, la transferencia de energía en un gas al enfocar el haz del láser puede ser descrita por cuatro fases [5,67]: 1) el rompimiento inicia principalmente por efecto multifotónico y por “*bremstrahlung*” inverso, dando lugar a la emisión inicial de electrones; 2) la emisión de unos pocos electrones da lugar a la ionización del gas en la región focal por la cascada de ionización por colisión produciendo aún más electrones; 3) absorción, reflexión parcial y esparcimiento de la energía del láser por el plasma; 4) formación y propagación de una onda de choque en el gas circundante y la relajación de la región central del plasma.

Una descripción más detallada de la física de los procesos de rompimiento, el diagnóstico, y aplicaciones de los plasmas producido por láser (LIPs) se pueden encontrar en [6, 43, 68–71].

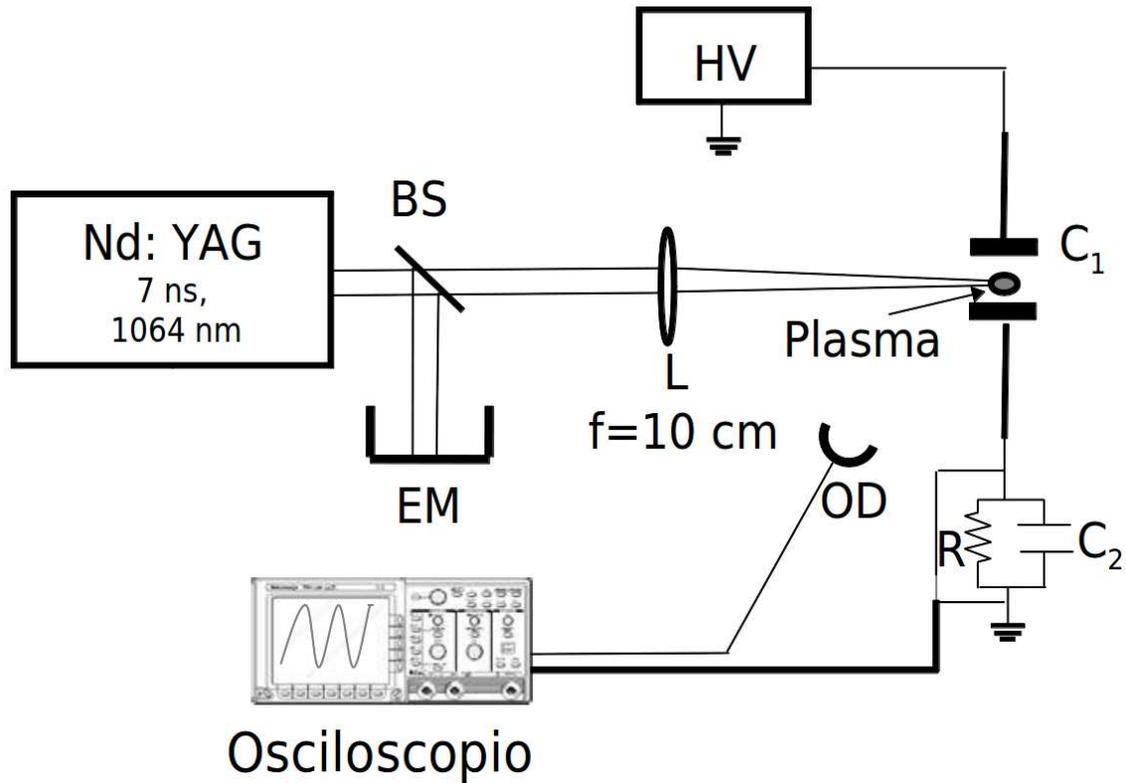


Figura 1.1: Esquema experimental para diagnosticar la perturbación producida por la descarga en aire generada por un láser pulsado ante un campo eléctrico dc. EM-medidor de energía, HV-fuente de voltaje, BS-divisor de haz, OD-fotodiodo, R-resistencia, C_1 y C_2 capacitores.

1.6. Estudios Previos de Plasmas Inducidos por Láser Ante un Campo Eléctrico Externo (Realizados por Nuestro Grupo)

Estudios relacionados con la generación de ruptura láser ante un campo eléctrico externo han sido ampliamente investigados, por ejemplo en [12, 28, 58, 72–75]. Estos estudios son motivados por las aplicaciones físicas, en particular en rangos de alto voltaje, debido a su desarrollo en aplicaciones tecnológicas como interruptores o disparadores láser [76, 77], descarga eléctrica inducida por láser [78], interruptores de

descargas de alta tensión [79], y por el interés en la dinámica de las propiedades fundamentales relacionadas con el rápido campo eléctrico creado. En nuestro grupo se ha usado un método similar como en espectroscopia optogalvánica, para caracterizar el rompimiento en aire producido por láseres pulsados a través de la perturbación en un campo eléctrico uniforme. La técnica consiste en enfocar un láser de alta potencia que induce un LIP en el aire, éste es colocado entre las placas de un capacitor plano C_1 cargado como puede verse en la Fig 1.1. La descarga inducida hace cambiar el campo eléctrico y este, a su vez, genera una redistribución temporal de las cargas eléctricas en las placas causando una pequeña corriente (dc), que es medida cuando este flujo pasa a través de una resistencia C_2 conectada a la placa de tierra. La señal resultante es proporcional a la energía usada para generar la ruptura, al voltaje aplicado en el capacitor y es inversamente proporcional al cubo de la distancia entre las placas del capacitor [58], se puede expresar matemáticamente de la siguiente forma

$$h = k_c E_{breakdown} \frac{V}{d^{2.8}}, \quad (1.11)$$

donde h es la amplitud máxima de la señal, k_c es una constante que depende de los parámetros del circuito, $E_{breakdown}$ es la energía usada para generar la ruptura, V es la tensión aplicada y d es la distancia entre placas del capacitor.

En otros trabajos de nuestro grupo, se hizo una investigación experimental en las fases iniciales del rompimiento en aire inducido por láser, con y sin un campo externo. El plasma se produjo enfocando un láser de Nd: YAG entre dos placas paralelas conectadas a una fuente de alto voltaje. Las mediciones del campo eléctrico se hicieron con una sonda \dot{D} [73]¹, dicha sonda mide la derivada temporal del vector desplazamiento eléctrico \mathbf{D} . Se encontró que la potencia del láser necesaria para iniciar el umbral de ruptura aumenta cuando se aplica un campo eléctrico externo y transversal al haz láser. Las mediciones realizadas con la sonda \dot{D} muestran que el plasma produce un campo dipolar eléctrico con su momento alineado a un campo eléctrico perpendicular externo y que es proporcional a la tensión entre las placas. Se encontró que el dipolo es causado por la redistribución de las cargas sobre la superficie del plasma. La medida del momento dipolar inducido proporcionó el tamaño eléctrico del plasma. Estos resultados se compararon con fotografía de alta

¹En las referencias [73,74] la sonda \dot{D} consiste en un disco de 1 cm de diámetro al ras y al centro de una de las placas del capacitor conectada a tierra y aislado eléctricamente al mismo electrodo por medio de un aislante anular (de 1 mm de espesor).

Energía 85 mJ, Voltaje 500 V, 4 cm entre placas

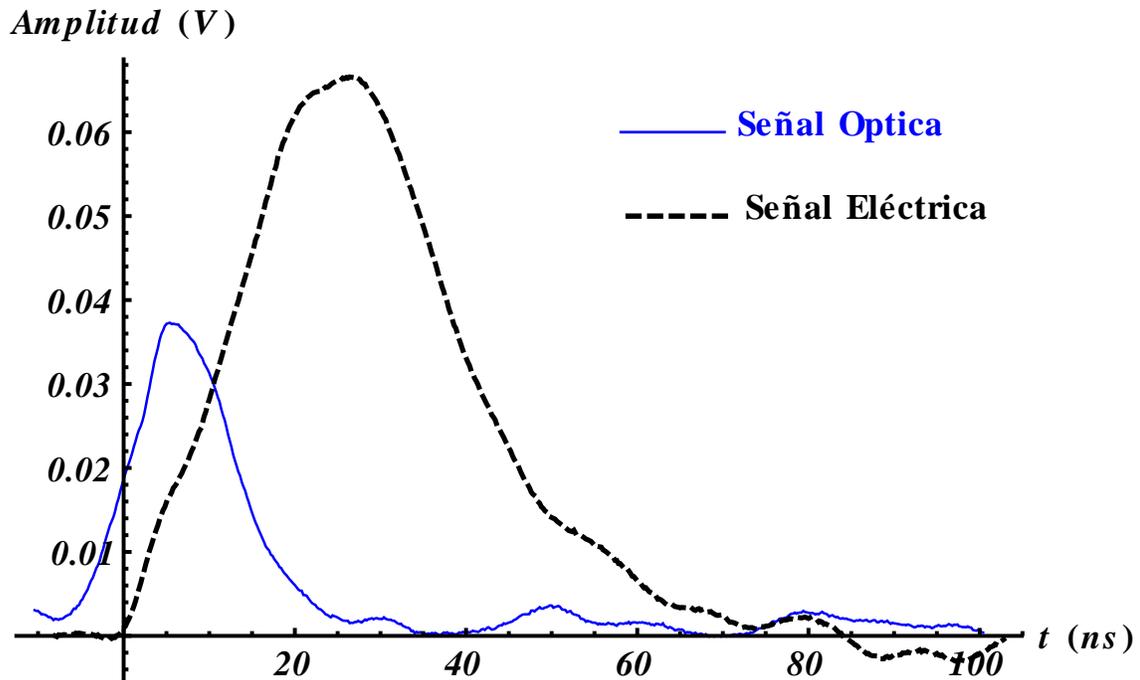


Figura 1.2: Señal eléctrica del LIP obtenida a través de la resistencia conectada al plato tierra del capacitor 85 mJ, 125 V/cm.

velocidad y fotografía de sombras o “*shadowgraphy*”, dando tamaños de 2-3 mm en el intervalo de tiempo de 50 a 100 ns. El tamaño eléctrico en el mismo intervalo fue aproximadamente tres veces mayor que el obtenido por las técnicas ópticas. La diferencia se atribuye a una capa de ionización de 2.6 mm de espesor, que refleja la extensión espacial del aire ionizado por la radiación UV en todo el plasma [73, 74].

En resumen, y en general, aplicar un campo eléctrico uniforme al LIP en aire, nos ha permitido [58, 80]:

- 1) Caracterizar el rompimiento en aire.
- 2) Optimizar el punto focal en experimentos de ablación
- 3) Obtener la densidad electrónica del LIP en aire

Cuando aplicamos un campo eléctrico usando una sonda \dot{D} hemos encontrado

que [73, 74]:

- 4) Se inhibe la formación del LIP justo en el umbral de ruptura.
- 5) El plasma presenta una estructura dipolar que se alinea con el E_{\perp} .
- 6) La magnitud del dipolo es directamente proporcional a la magnitud del E_{\perp} e inversamente proporcional a la distancia focal.
- 7) La luz UV generada por el propio plasma penetra fuera de éste e ioniza las moléculas de aire circundante; el espesor de la capa de ionización se estimó entre 2.4 y 2.75 mm.
- 8) El plasma se comporta como un conductor flotante ante un campo eléctrico externo E_{\perp} . Suponiendo que el plasma es esférico, la magnitud del momento dipolar inducido p viene dado por:

$$p = 4\pi a^3 E_{\perp}, \quad (1.12)$$

donde a es el radio de la esfera del conductor. Dicho resultado está en concordancia con el resultado de Askar'yan et al. [28], donde se estudió la polarización de la aureola de ionización de un LIP en un campo eléctrico externo, y además confirman que se produce una rápida aureola de ionización que se polariza ante un campo eléctrico externo y anticipa el frente de ionización que va justo detrás de la onda de choque.

Sin embargo, esta técnica no da información acerca de la estructura espacio-temporal del campo eléctrico de la separación de las cargas del plasma durante la interacción del pulso. Vale la pena en esta parte señalar que, a diferencia de las técnicas convencionales para producir descargas con la cercanía de los electrodos, y la débil ionización de las descargas normales, los LIPs no requieren electrodos y producen su propio campo eléctrico. En este sentido, los LIPs, sin un campo eléctrico externo (dc) tienen las siguientes ventajas; primero, generan rápidas estructuras de campos eléctricos en ausencia de electrodos y en la escala del tiempo que dura el pulso láser; segundo, el plasma producido se comporta como un perfecto conductor flotante en gases (sin un campo externo) con la emisión de una amplia gama de longitud de onda de la luz; más aún se llega a obtener alta ionización generada por las altas temperatura y presiones iniciales.

1.7. Descripción General de la Tesis

En términos generales, describir el momento dipolar generado en los LIP resulta un problema complejo y bastante intrincado, para lo cual se requiere una mejor

comprensión de la dependencia de las variables experimentales involucradas (longitud temporal del pulso, longitud de onda, irradiancia, etc...), que pueden modificar la configuración de las cargas. En este trabajo nuestro objetivo principal es obtener información de la naturaleza de la separación de las cargas utilizando diversas técnicas electromagnéticas y ópticas a través de nuestras observaciones experimentales. En el presente trabajo aportamos una explicación acerca de la distribución de la carga eléctrica durante el proceso inicial de un LIP en el aire, basada en la naturaleza del efecto colectivo de la separación de las cargas de electrones e iones de fondo que permean al plasma con su estructura espacio-temporal de campos eléctricos y magnéticos autogenerados. Dicha explicación está basada en la movilidad de los electrones que se produce a lo largo de la dirección del haz láser. Las cargas eléctricas se detectaron mediante el mapeo cerca del plasma a través de una sonda de cable coaxial. Esta antena permite obtener la estructura dipolar intrínseca del LIP. En tanto la magnitud del momento dipolar eléctrico se midió a través de un método novedoso, mediante la aplicación de un campo eléctrico (dc) externo. El campo magnético autogenerado SMF se midió mediante el uso de una sonda \dot{B} . Los procesos iniciales de la formación y expansión del núcleo de plasma caliente y la onda de choque se estudiaron utilizando, tanto fotografía de sombras como fotografía rápida. Estas técnicas se utilizan comúnmente para estudiar plasmas inducidos por láser [8, 22, 61, 62]. Sin embargo, este es el primer trabajo en el que se llevan a cabo todas estas técnicas eléctricas, magnéticas y ópticas juntas para estudiar un LIP en el aire. Dichos diagnósticos nos permitieron identificar la estructura del campo eléctrico, ayudándonos a validar los resultados aquí obtenidos y simultáneamente nos proporcionan una mayor comprensión de los mecanismos implicados en la distribución de carga de los LIPs durante la interacción pulso láser.

En este trabajo hacemos una investigación experimental de la estructura del campo eléctrico y el campo magnético autogenerado “SMF” de los plasmas inducidos por láser en aire (a presión atmosférica) para tiempos $t \leq 50$ ns, con y sin un campo eléctrico externo. Se usó un láser de Nd:YAG de 1064 nm, incluyendo su segundo y tercer armónicos (532 y 355 nm), con pulsos de 7 a 10 ns en su FWHM, e irradiancias $I = (10^{11} - 10^{12}) W/cm^2$. Los pulsos fueron enfocados para producir el plasma, usando lentes de 3.8, 5, 10 y 15 cm de distancia focal. Los detalles de los experimentos y su configuración se encuentran en el capítulo 2.

En el capítulo 3 se usan las técnicas de diagnóstico de fotografía de sombras y fotografía de alta velocidad junto con el perfil de intensidades correspondientes

a las fotografías de alta velocidad para obtener la evolución espacial y temporal de la emisión visible del núcleo del plasma. Las técnicas fueron llevadas a cabo usando una cámara ICCD. Estas técnicas nos muestran que la aberración de la lente y la caústica de la lente juegan un papel importante en la formación de estas estructuras y los procesos físicos fundamentales, y que podría explicar los distintos resultados contradictorios en la literatura [28–33] acerca de la distribución de carga en el proceso inicial del LIP en aire. Las imágenes de la emisión del plasma muestran diferencias entre los plasmas producidos por las tres diferentes longitudes de onda usadas. Un plasma con solamente un núcleo se obtuvo con el fundamental, mientras que el plasma doble se obtuvo con el segundo y tercer armónicos.

En el capítulo 4 se hace el diagnóstico de la estructura espacial y temporal del potencial eléctrico del LIP en aire. Las mediciones del campo eléctrico se hicieron usando la punta de un cable coaxial. Los resultados y el análisis muestran diferentes estructuras espacio temporales del potencial eléctrico dependiendo de la longitud de onda del pulso láser. Determinamos que estos plasmas tienen una estructura dipolar o cuadrupolar intrínseca dependiendo, si el pulso láser genera un plasma con un único núcleo o con doble núcleo. Las magnitudes del potencial eléctrico, del momento dipolar eléctrico se midieron aplicando un campo eléctrico (dc) externo y usando la relación lineal entre la amplitud de la señal eléctrica típica (obtenida con la punta de un cable coaxial) y la intensidad del campo eléctrico externo. También se obtuvo una fórmula que describe la estructura temporal del potencial eléctrico del LIP con y sin un campo eléctrico externo.

En el capítulo 5 se presenta el diagnóstico del campo magnético usándose una sonda \dot{B} . Para las tres longitudes los resultados nos muestran un campo magnético principal azimutal respecto al eje del haz láser, producido por la corriente del frente de ionización. Dichas estructuras del SMF corroboran las configuraciones del potencial eléctrico, ya sea dipolar o cuadrupolar.

Finalmente en el capítulo 6 presentaremos las conclusiones.

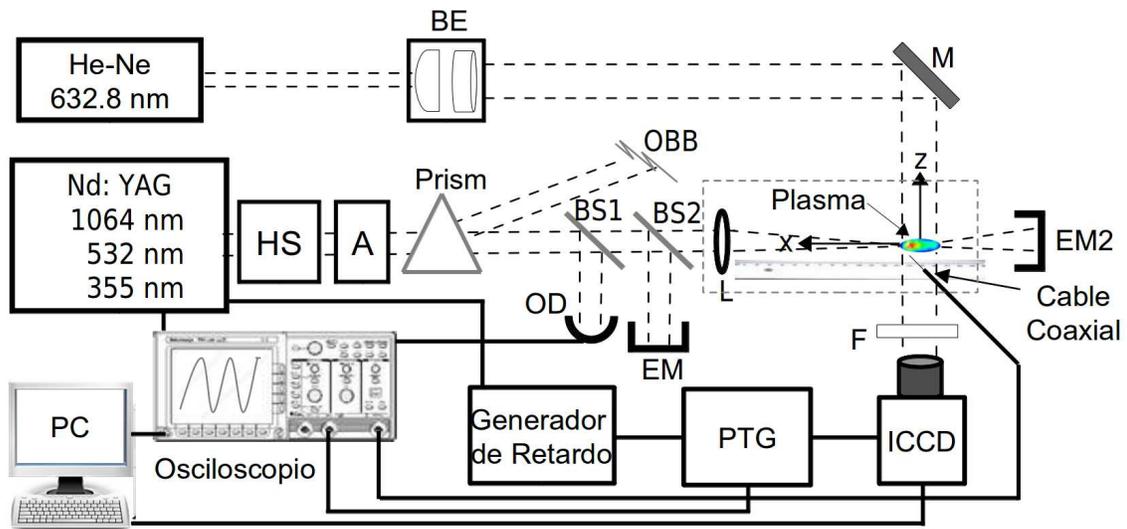
Capítulo 2

Configuración Experimental

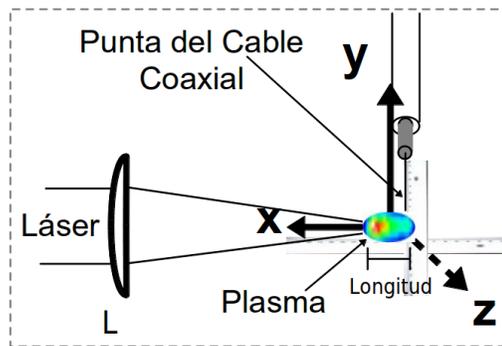
“Education is not the learning of the facts,
but the training of the mind to think.”

Albert Einstein

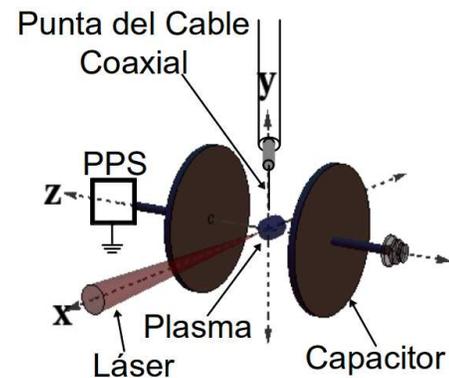
El diagrama general de los experimentos se muestra en la Fig. 2.1 (a). Un láser Q-switch Nd:YAG de 1064 nm (Continuum modelo Surelite I o III). En nuestra investigación experimental se utilizaron el fundamental, segundo y tercer armónicos a una tasa de repetición de 10 Hz de frecuencia con duración del pulso en el ancho a la altura media (*full width at half maximum*, FWHM) de 7 ns correspondiente a las longitudes de onda de $\lambda = 355$ y 532 nm, y 10 ns para $\lambda = 1064$ nm; la salida circular del haz láser es de 9.5 mm de diámetro, con una incertidumbre de la intensidad del haz de 5%. Para producir el plasma en aire (a presión atmosférica de la Ciudad de México de ~ 770 mbar), el pulso láser fue enfocado por una lente plano-convexa (de diámetro = 2.54 cm o 1 pulgada) con distancia focal efectiva de $f = 3.8, 5,$ and 10 cm. Antes de producir el plasma en aire, las diferentes frecuencias del láser fueron separadas. Para el segundo y tercer armónicos se usó su respectivo divisor de haz dicróico dentro del separador de armónicos (HS), el cual no deja cien por ciento puras las frecuencias del láser. En el caso del segundo armónico, después del HS, aún permanece una fracción de la longitud de onda fundamental $\lambda = 1064$ nm (1.25 eV por fotón), por lo tanto, es necesario separar los dos colores mediante el uso de un prisma, con el fin de evitar que se produzca aberración cromática. Las longitudes de onda más largas se refractan menos que las longitudes de onda más cortas, lo que permite separar el infrarrojo (IR) del haz verde, de esta manera el



(a)



(b)



(c)

Figura 2.1: (a) Esquema experimental para diagnosticar el potencial del campo eléctrico, el campo magnético espontáneo y la expansión del plasma inducido por láser en aire generado por una de las siguientes longitudes de onda 1064, 532, y 355 nm. (b) Detalle del esquema experimental sin campo eléctrico externo, se muestra el plasma y la punta del cable coaxial. (c) Detalle de la configuración experimental usando el campo eléctrico externo. Para diagnosticar el campo magnético, la punta del cable coaxial se sustituye por una sonda \vec{B} (bobina inductiva de cuatro vueltas). (A) Atenuador de alta potencia, (HS) separador de armónicos, (EM) medidor de energía, (OD) fotodiodo o detector óptico, (L) lente, (BS) divisor de haz, (PPS) fuente de potencia programable o (HV) fuente de voltaje, (BE) expansor de haz, (M) espejo, (F) filtro, (OBB) bloqueador óptico del haz láser.

prisma nos proporciona una sola frecuencia del pulso láser antes de ser enfocado; a saber $\lambda = 532$ nm, (2.33 eV por fotón). Finalmente, sólo el haz verde es enfocado generando un plasma de doble núcleo en aire (véase el capítulo 3) que, como fue mencionado en el capítulo anterior (Capítulo 1), es debido a la aberración esférica o caústica de la lente de enfoque [56,59]. El efecto de la aberración esférica al enfocar un haz láser coherente produce cerca del punto focal ionización múltiple a lo largo del eje del haz láser, mostrando además un mayor efecto sobre la aberración para longitudes de onda menores ya que el plasma se torna más transparente, lo que a su vez puede producir plasmas con doble núcleo en aire. Análogamente, para el tercer armónico, dividimos el haz de 532 nm de la radiación del haz ultravioleta (UV) para producir con el tercer armónico ($\lambda = 355$ nm, 3.53 eV por fotón) la ruptura en aire (a presión atmosférica)¹.

En nuestros experimentos, tanto la variación temporal como la estructura espaciotemporal del potencial del campo eléctrico del LIP, fueron detectados y medidos con la punta de la sección del núcleo de un cable coaxial de 1 cm de longitud (RG-58 A/U 50 Ω), ver detalles en 2.1 (b). El campo magnético autogenerado SMF del LIP fue obtenido a través de integración numérica de las señales de una sonda inductiva \dot{B} de cuatro vueltas, (el diámetro de la bobina de 2.3 mm, cable ARSA RG-174/U 50 Ohms NOM-562). Esta sonda se calibró usando el método descrito por I. H. Hutchinson² [81]. Ambos sensores, cada uno a la vez, fueron montados en un sistema de soportes de traslación lineal con tres grados de libertad ($\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$) y con tornillo micrométrico. El perfil del pulso láser fue detectado y monitoreado usando un fotodiodo (THORLABS DET10A o MRD 50, con tiempo de subida $t < 600$ ps, “hecho en el Laboratorio de Fotofísica CCADET, UNAM”). Las señales detectadas fueron adquiridas mediante un osciloscopio digital de 500 MHz (Tektronix TDS3054B o TDS5054B o TDS5052B) disparado por el pulso externo de la fuente de poder del láser Nd:YAG.

Con el fin de medir el potencial del campo eléctrico y la amplitud del momento dipolar se utilizó un nuevo método que consiste en aplicar un campo eléctrico externo

¹Los resultados experimentales de esta tesis nos muestran plasmas con un solo núcleo enfocando pulsos de 1064 nm y de doble núcleo para pulsos de 532 y 355 nm.

²El diagnóstico del campo eléctrico de un plasma, a través de mediciones de las cantidades macroscópicas dentro y fuera del plasma, puede dar considerable información acerca de las propiedades microscópicas del plasma, tales como la temperatura, densidad y composición. La información detallada del diagnóstico de plasmas se puede encontrar en “*Principles of plasma diagnostics*” de I. H. Hutchinson [81].

perpendicular (o paralelo) al eje del haz láser. Para ello, el plasma fue centrado entre las placas de un capacitor plano. Al aumentar la tensión (voltage) aplicada entre las placas del capacitor, afectamos el potencial del campo eléctrico en las cercanías del LIP. La variación temporal del potencial fue detectado de la misma manera usando la punta del cable coaxial, ver la figura 2.1 (c). Dicho capacitor, consiste de dos platos paralelos de 3 cm de diámetro (con pequeños orificios en medio de los platos para el paso del pulso láser en el caso del campo eléctrico paralelo al eje del láser); para mantener los parámetros en condiciones estándar dejamos los platos a una distancia de 4 cm entre ellos, salvo para algunos experimentos de control, donde esta distancia fue variada de 1 a 10 cm. Se aplicó una diferencia de potencial “V” entre 0 y 30 V usando una fuente de voltaje programable (modelo HM7044 HAMEG Instruments) y de 0.1 a 2 KV usando una fuente de alto voltaje (modelo 52 241 de Leybold). Se tuvo cuidado de no exceder los valores del voltaje de ruptura (arco eléctrico) entre las placas del capacitor de acuerdo a la ley de Paschen.

La salida de la energía del pulso láser fue controlada variando, tanto la energía de la lámpara de “*flash*” como a través del atenuador de alta potencia “A” (Newport, modelo 935-10). Los rangos de energía incidente del pulso láser fueron entre 60 a 800 mJ para el fundamental; para la mayoría de nuestros resultados se usó una salida estándar de 85 ± 4.25 mJ después de pasar por el atenuador de alta potencia y el prisma; en tanto que el máximo disponible de energías láser para pulsos de 532, y 355 nm fueron 200 ± 10 , y 40 ± 2 mJ, respectivamente. La salida estándar de energía usada fue de 85 ± 4.25 , y 40 ± 2 mJ después del prisma, respectivamente. La energía fue medida dividiendo el pulso láser a través de un divisor de haz calibrado (BS2) con un haz enviado a la lente de enfoque y el otro al medidor de energía láser (EM Scientech 365 Power and Energy Meter). La energía del láser transmitida se midió colocando el medidor de energía después del punto focal. La irradiancia utilizada fue del orden de $(10^{11} - 10^{12})$ W/cm², para un tamaño del diámetro del haz circular enfocado de $d = (26 - 100)$ μm. En este trabajo el menor diámetro es estimado tomando en cuenta la relación clásica $d = f\theta$ [4], donde f es la distancia focal, y θ es el ángulo de divergencia de la dispersión del haz láser sin enfocar. El ángulo θ se obtuvo experimentalmente (0.7 mrad), y f es la distancia focal. El ángulo teórico de la divergencia del haz de luz está dado por $\theta = \frac{4}{\pi}\lambda M^2/D$ [82, 83], donde λ es la longitud de onda (1064 nm), M^2 es el factor de propagación del haz y $D = 11.6$ mm es el diámetro del haz en la superficie de la lente, dando un factor de $M^2 \sim 6$.

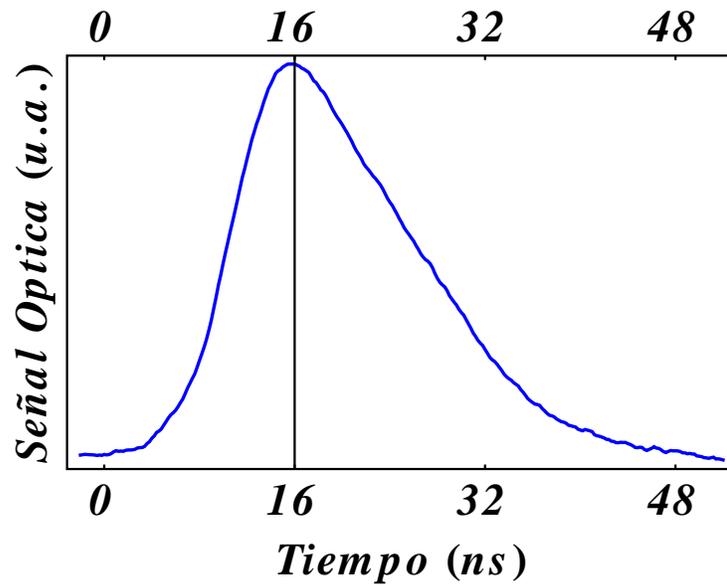
Para visualizar la distribución espacial y los procesos dinámicos de los LIPs en aire en los primeros instantes de la ruptura ($0 \leq t \leq 100$ ns), se usaron las técnicas de fotografía de sombras (*“Shadowgraphy”*) y fotografía de alta velocidad³. Para ambas técnicas se empleó una cámara (ICCD) por sus siglas en inglés *“intensified charge-coupled device”* de 1024×1024 píxeles en las imágenes (PI-MAX2, Princeton instruments), con una anchura mínima de la compuerta de 2 ns. La técnica de fotografía de sombras se llevó a cabo usando un láser de prueba He-Ne ($\lambda = 632.8$ nm, He-Ne, JDS Uniphase, modelo 1145P).

El láser He-Ne fue guiado a través de un expansor de haz láser a lo largo del eje z, el cual pasa a través de una sección del plano xy, donde el plasma de alta densidad electrónica es localizado, refractando el haz de luz de $\lambda = 632.8$ nm. Entonces, el haz de láser de He-Ne tiene una variación espacial que le hace desviarse debido al gradiente en el índice de refracción $\nabla\mu$. Tal diferencia en la intensidad de la luz es proporcional a la segunda derivada espacial $\nabla^2\mu$, dicha emisión de luz es recibida en la cámara ICCD alineada con el eje z prevista para capturar las fotografías de sombras bidimensionales (2D) de las imágenes formadas en plano xy de la expansión del plasma. Se utilizaron en frente de la ICCD un filtro de interferencia óptica de longitud de onda centrado en 632.8 ± 2 nm destinado para las fotografías de sombras y un filtro neutro para las fotografías de alta velocidad para atenuar la intensidad del plasma auto-luminiscente, evitando así la saturación del detector. En cuanto a la técnica de fotografía de alta velocidad, una lente (Nikon) de distancia focal de 60 mm fue montado en la cámara ICCD. El perfil temporal del pulso láser infrarrojo (IR) visualizado en el osciloscopio se utilizó como referencia, con el fin de monitorear y medir el retardo entre la ruptura *“breakdown”* del plasma y el disparo (*“gating”*) de la cámara, con el ajuste subsiguiente y preciso del retardo temporal requerido. La sincronización entre el disparador de la compuerta (*“gating”*) de la cámara y el pulso láser IR, se realizaron usando un generador de retardo digital (modelo DG-575, Berkeley Nucleonics) y el generador temporal de pulsos programable (PTG) en el controlador de la cámara ICCD, el mismo en el que se varía la anchura de la compuerta (*“gate”*).

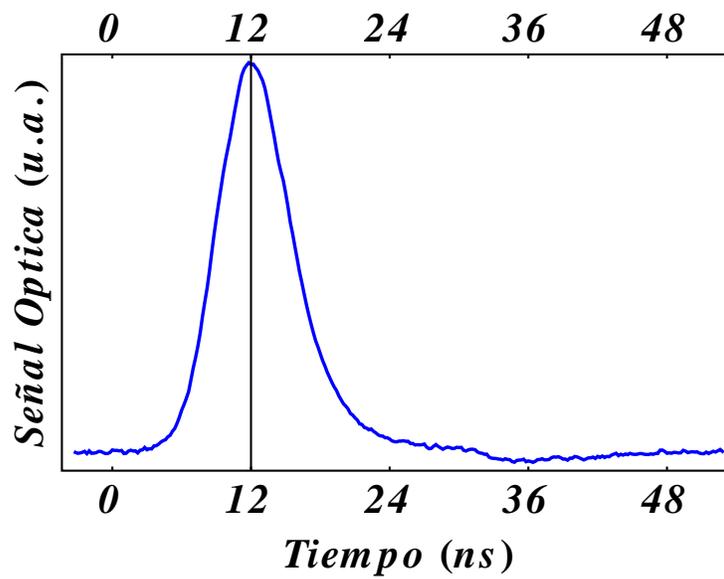
Para el análisis de las imágenes, el punto focal o foco geométrico de la lente utilizada para producir el plasma fue seleccionado como el centro de coordenadas, colocando el eje x positivo en la dirección del haz láser y opuesto al vector de Poynt-

³Se retira el capacitor de 3 cm de diámetro para adquirir las fotografías de sombras y las fotografías de alta velocidad.

ting, siguiendo la tendencia de otras publicaciones [9, 32]. Para definir el cero de la coordenada temporal suponemos que el pulso óptico obedece a una distribución gaussiana exacta. Es bien sabido que la desviación estándar σ está dada por $\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma$, por tanto $\sigma = 4.24$ ns. Entonces, 3.8 desviaciones estándar alrededor de la media representan el 99.98 % del pulso óptico, esto es, solamente se tiene 0.008 % de probabilidad de que algunos fotones llegen antes. Este número es suficientemente pequeño para considerar el cero a 3.8σ de la media. De acuerdo a este criterio definimos el cero de la coordenada temporal: para el fundamental (FWHM de 10 ns) a 16 ns, véase la figura 2.2 (a)); y para el segundo y tercer armónicos (FWHM de 7 ns) el cero se define a 12 ns antes del máximo del pulso óptico, véase la figura 2.2 (b).



(a)



(b)

Figura 2.2: Perfil temporal típico del pulso de láser (a) 1064 nm (b) 532 y 355 nm.

Capítulo 3

Diagnósticos de Fotografía de Sombras y Fotografía de Alta Velocidad

“Be less curious about people
and more curious about ideas”

Marie Skłodowska-Curie

En este trabajo, las técnicas ópticas utilizadas fueron: fotografía de sombras (*“shadowgraphy”*) y fotografía de alta velocidad. Estas técnicas para obtener imágenes de disparo ultrarrápidas se realizaron para medir la velocidad de expansión del plasma y la onda de choque producida por el láser, la cual ocurre inmediatamente después de la ruptura del aire. Estas mediciones se realizaron en la región de enfoque, donde el plasma es formado. Los métodos experimentales utilizados en la caracterización de los plasmas inducidos por láser y las ondas de choque, se han desarrollado durante las últimas dos décadas siguiendo el progreso tecnológico para visualizar y obtener información de la expansión, la dinámica y la morfología relacionada con los procesos de los plasmas inducidos por láser y el gas caliente circundante.

Tales métodos incluyen diferentes técnicas ópticas, tales como: espectroscopía de rompimiento inducida por láser LIBS de sus siglas en Ingles (*“Laser Induced Breakdown Spectroscopy”*) [23, 80, 84], fotografía consecutiva (*“streak photography”*) [73, 74, 85–87], fotografía de alta velocidad, y diagnósticos de plasma basados en efectos de refracción, tales como interferometría [88], deflectometría de sonda láser (*“laser-*

beam-deflection probe”) [89, 90], holografía [91], imágenes Schlieren, fotografía de sombras, [7, 8, 85] y rotación de Faraday [6, 81]. En tales técnicas la densidad de electrones es el parámetro principal de los plasmas, el cual se determina por las mediciones del índice de refracción. Dicho índice es principalmente una función de la densidad de electrones.

La fotografía de alta velocidad es un método para estudiar la morfología, la dinámica y la expansión del plasma. Dicha técnica es una aplicación directa de una cámara ICCD, con dicho dispositivo electro-óptico se pueden adquirir imágenes de gran resolución, que gracias a la reproducibilidad del plasma se pueden tomar fotos resueltas en tiempo tomadas directamente del plasma hasta con 2 ns entre ellas. Para tal propósito se hacen varios disparos, sincronizando el retardo entre el disparo de la cámara y la ruptura del plasma, a través de un generador de retardo digital y el PTG en el controlador de la cámara ICCD (ver figura 2.1 a)) de este modo es posible realizar mediciones en distintos tiempos de la evolución de los plasmas. Se coloca un filtro de interferencia enfrente del detector ICCD para obtener un cierto nivel de intensidad de las imágenes del plasma.

La técnica de la interferometría da una medida directa del índice de refracción. La deflectometría láser es una técnica que puede proporcionar la detección temporal resuelta en un solo punto en el espacio, en tanto que en las técnicas de imágenes Schlieren y fotografía de sombras [7, 90, 92, 93] se puede capturar información bidimensional espacial resuelta en un solo instante. En la primera se mide el gradiente del índice de refracción $\nabla\mu$, mientras que la fotografía de sombras es una de las técnicas de diagnóstico del plasma basada en la segunda derivada espacial del índice de refracción $\nabla^2\mu$ [81].

En general, la fotografía de sombras es una medida de la refracción de la luz (del láser de prueba). El haz de luz se desvía a medida que pasa a través de capas de un gas a distinta temperatura, de la que depende el índice de refracción del medio. La onda electromagnética (del haz de prueba) ejerce una fuerza sobre las cargas constituyentes del medio a través del cual se propaga. Esta fuerza acelera las cargas que a su vez modifican el campo electromagnético que varía en el tiempo. Una solución de propagación de la onda electromagnética en un plasma se puede obtener resolviendo la ecuación de onda para una onda plana en la aproximación de pequeña amplitud.

En nuestros experimentos, con el fin de verificar que las fotografías de sombras fueron adquiridas teniendo un plasma que no excede la densidad crítica para la

longitud de onda del láser de prueba utilizado $\lambda=632.8$ nm, estimamos la frecuencia crítica del plasma. El LIP modifica la propagación de las ondas electromagnéticas, en las que la densidad máxima del plasma para la cual una onda de luz puede penetrar está definida por la condición $\omega = \omega_{pe}$, válida para ondas en ausencia de campo magnético. Donde $\omega = 2\pi c/\lambda$ es la frecuencia de la onda electromagnética (del láser de prueba) y $\omega_{pe} = (4\pi n_e e^2/m_e)^{1/2}$ es la frecuencia electrónica del plasma. Dicha condición resulta del índice de refracción

$$\mu = \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2(1 \pm \omega_e/\omega)[1 - i(\nu/\omega)]} \right)^{1/2}, \quad (3.1)$$

donde ν y ω_e son la tasa de colisiones de los electrones y la frecuencia ciclotrónica respectivamente. La tasa de colisiones de los electrones ($\nu = 1.5 \times 10^{12}$ Hz), y la frecuencia ciclotrónica ($\omega_e = eB/(m_e c) \approx 0$) del LIP¹ son insignificantes en comparación con ω , por lo que las dos frecuencias fueron ignoradas y por tanto la ecuación (3.1) del índice de refracción se simplifica a

$$\mu = (1 - \omega_{pe}^2/\omega^2)^{1/2} = (1 - n_e/n_c)^{1/2}, \quad (3.2)$$

donde n_e es la densidad del plasma, y n_c es la densidad crítica. Por consiguiente la condición $\omega = \omega_{pe}$ define la máxima densidad del plasma a la que una onda de luz puede penetrar, los electrones blindan (apantallan) el campo de una onda de luz cuando $\omega < \omega_{pe}$. Durante la interacción láser $\sim 10^{-8}$ s, el plasma tiene una densidad electrónica $n_e \sim 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [29, 94] y la temperatura puede alcanzar $\sim 25 \text{ eV}$ [8, 35]. Por lo tanto, la densidad del plasma no excede el valor crítico para el haz de prueba, a saber, $n_c = m_e \omega^2 / (4\pi e^2) = 2.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. En términos de frecuencia $\omega_{pe} \approx 1.8 \times 10^{14} \text{ Hz} \ll \omega = 2.98 \times 10^{15} \text{ Hz}$, donde la constante c es la velocidad de la luz, m_e , y e es la masa y la carga del electrón respectivamente [9].

¹En este trabajo no se aplicó ningún campo magnético (dc) y no se encontraron campos magnéticos autogenerados de gran tamaño. En el capítulo 5 se estudian los campos magnéticos espontáneos de los plasma inducido por láser en aire para pulsos de 1064 y 532 nm.

3.1. Fotografía de Sombras y de Alta Velocidad de un LIP Usando Pulsos de 1064 con una Energía de 85 mJ

Mediante una cámara ICCD fueron tomadas las imágenes de fotografía de sombras y fotografía de alta velocidad del plasma inducido por láser de 1064 nm (1064 nm LIP) en aire y enfocando irradiancias de $\sim 2.2 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$. Cinco pares de imágenes fueron tomadas de una secuencia a partir de los primeros instantes del umbral de ruptura $\sim 8 \text{ ns}$ hasta 24 ns, con una variación del retraso de 4 ns entre ellas y son presentadas en las figuras 3.1 (a) fotografía de sombras y (b) fotografía de alta velocidad. Aquí la radiación láser IR se propaga hacia la derecha sobre el eje x y cada imagen tiene un extensión espacial de $7 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$. Cada imagen fue registrada usando un solo disparo, cabe señalar que estos experimentos son totalmente reproducibles. La Fig. 3.1 (c) muestra el perfil de intensidades de la emisión de la evolución del plasma (sobre el eje x en $y = 0$) obtenidas a partir de las imágenes de alta velocidad.

Tanto en las imágenes de resolución temporal de la emisión del núcleo del plasma Fig. 3.1 (b) como los perfiles de intensidad asociados a la fotografías de alta velocidad 3.1 (c), muestran que el frente de ionización se mueve principalmente en la dirección opuesta al haz láser, lo que resulta en un plasma con una forma ligeramente cónica y que está de acuerdo con observaciones anteriores realizadas por otros autores [5, 7]. Dicha expansión se desarrolla con una forma cónica ligeramente asimétrica y su extremo obtuso se dirige hacia la lente con una velocidad que está en función de la densidad del flujo de fotones IR que llegan al punto de enfoque [95]. Con la fotografía de alta velocidad se puede ver el avance del frente de ionización, mientras que con la fotografía de sombras se puede apreciar la onda de choque del LIP, la cual evoluciona unida y por delante del núcleo de plasma en expansión. Después de la interacción de la radiación láser, la rápida expansión de la velocidad ralentiza y el núcleo del plasma permanece localizado cerca de la región focal. Tanto el núcleo de plasma como la onda de choque, evolucionan juntos y empiezan a separarse hasta $\sim 1 \mu\text{s}$, donde la onda de choque continua su expansión [8, 9, 60]. Las imágenes de fotografía de sombras y fotografía de alta velocidad del LIP se utilizaron para determinar el promedio de las velocidades axial y radial del frente de onda de ionización (3.75 ± 0.3) $\times 10^7 \text{ cm/s}$, y (1.75 ± 0.14) $\times 10^7 \text{ cm/s}$ respectivamente. Estos resultados son

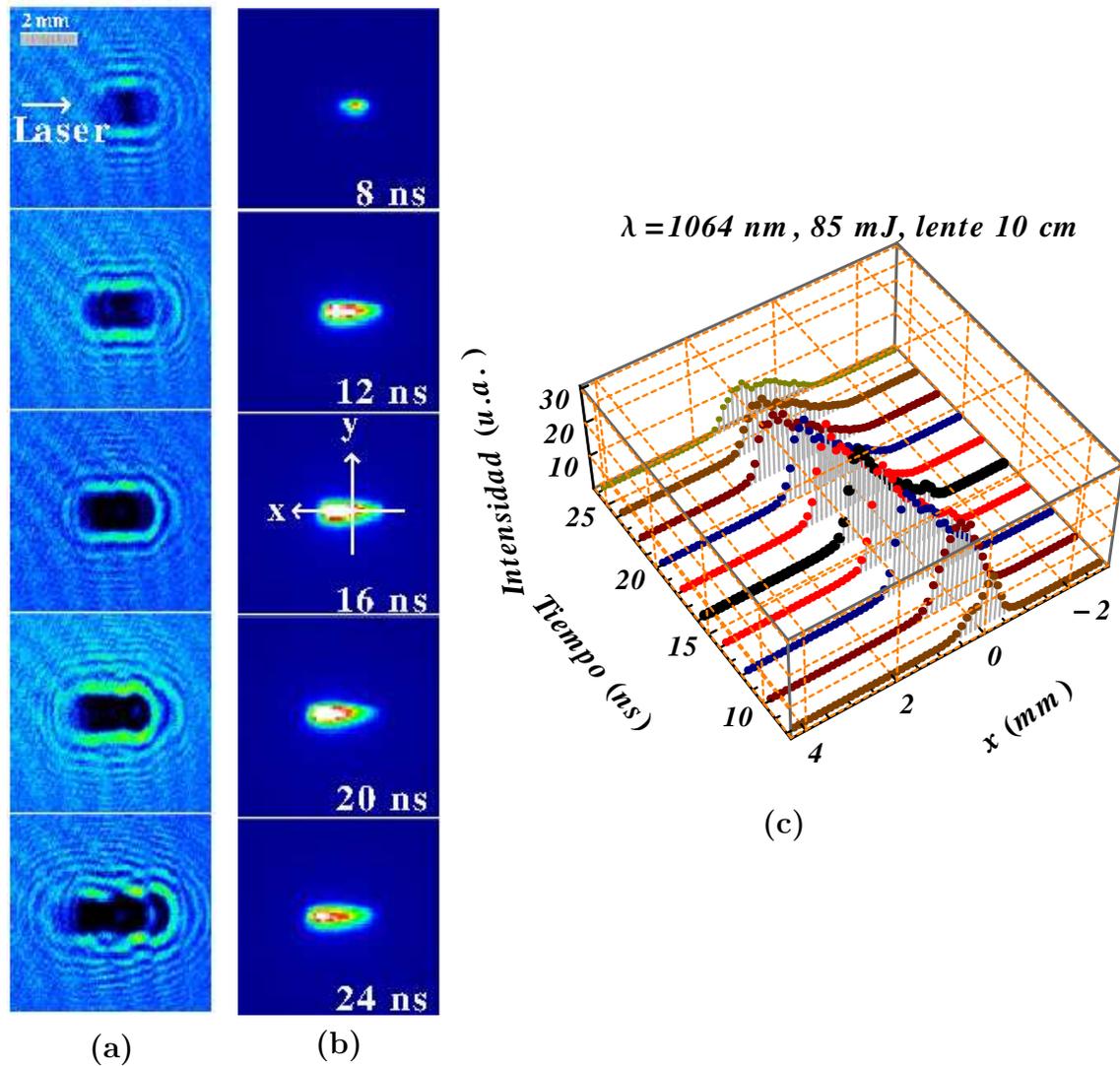


Figura 3.1: (Color en formato electrónico) evolución espacial y temporal del 1064 nm LIP en aire, con pulsos láser de 85 mJ de energía enfocando con un lente de 10 cm, vistos con: (a) fotografía de sombras (“*shadowgrams*”), (b) imágenes de fotografía de alta velocidad, y (c) perfil de intensidades asociadas a las fotografías de alta velocidad. El tiempo de apertura de la compuerta de la cámara para cada imagen es de 2 ns y la escala espacial se muestra con la barra de 2 mm insertada en la imagen (cada imagen tiene una extensión espacial de $7 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$).

comparables con otros reportados anteriormente [61,62].

La extensión del LIP que es producido utilizando 85, 170 y 800 mJ, fue de $l \approx 4, 6$ y 9 mm de largo respectivamente. El LIP es visible a simple vista, dichos valores se midieron usando un soporte lineal con micrómetro utilizando la punta de un cable

coaxial como referencia, esto es, desplazando la punta a lo largo del plasma (por un eje en las cercanías del plasma paralelo al eje x), tomando la distancia entre los dos extremos del plasma. Se observó que la longitud del plasma crece hacia la fuente láser entrante ($x > 0$) a medida que aumenta la energía, mientras que la parte trasera ($x < 0$) (parte “aguda” del plasma) aumenta hasta detenerse en un punto aproximadamente en $-2 \text{ mm } \hat{x}$. Esto podría ser debido a que el plasma refleja y absorbe parte de la radiación, impidiendo un mayor crecimiento en su extremo posterior, con sólo un 25 % de la energía del pulso transmitida [58], y verificado nuevamente por nosotros a través de un medidor de energía “EM2” (véase la figura 2.1 (a)). A pesar de esta fracción de la energía transmitida, hay dos causas que posiblemente puedan impedir la ruptura (“*breakdown*”) de este extremo del plasma: 1) la refracción en la nube de plasma que desvía el haz incidente fuera del plasma y desenfoca el haz, y 2) el aumento en diámetro del haz después del punto de enfoque (relacionada con el rango de Rayleigh). No se observó la formación de lóbulos múltiples para la energía más alta utilizada (aproximadamente 500 mJ).

Independientemente de los detalles del proceso inicial (desarrollo de ionización en cascada a través de bremsstrahlung inverso o radiación de frenado), desde el principio el LIP genera luz ultravioleta (UV) que radia en todas las direcciones, la penetración de la luz UV fuera del plasma ioniza las moléculas de aire [74], disminuyendo de este modo el umbral de ruptura en la periferia. La excitación que aún fluye procedente de la fuente de láser activa el proceso de bremsstrahlung inverso de la región calentada por la radiación UV, la nueva capa absorbe fuertemente y es calentada rápidamente a condiciones de plasma. Al crearse la capa de absorción en el frente de absorción, el gas calentado se expande y surge una onda de choque que es enviada en todas las direcciones, véase las fotografías de sombras en la figura 3.1 (a). Esto es, la mayor parte de la absorción de la energía láser ocurre en el frente del plasma, puesto que el plasma se vuelve ópticamente opaco, lo cual es debido a que la ionización reduce la transparencia del medio. De este modo, el plasma en conjunto se blindo (apantalla) de la interacción subsiguiente de la radiación láser. Por lo tanto, el frente de ionización (“*ionization front*”) o la onda de ruptura (“*breakdown wave*”) se propaga principalmente hacia la lente de enfoque, debido a que el umbral de ruptura para la formación de plasma disminuye en esa dirección. El plasma comienza a crecer en la cintura del haz hacia la lente y puesto que la sección transversal de la columna de enfoque aumenta ligeramente hacia la lente, esto produce una asimetría en el plasma, tomando una forma ligeramente cónica, como

lo mencionamos anteriormente y puede verse en las fotografías de alta velocidad en la figura 3.1 (b)).

3.2. Fotografía de Sombras y de Alta Velocidad de un LIP Usando Pulsos de 532 nm con una Energía de 85 mJ

Análogamente, usando pulsos del segundo armónico tomamos fotografía de sombras y fotografía de alta velocidad. Con dichas fotografías observamos la evolución espacio-temporal, y el perfil de intensidad durante los primeros 40 ns de la ruptura de un plasma inducido por láser en aire a presión atmosférica. La figura 3.2 (a) y (b) muestran 5 pares de imágenes bidimensionales (del plano xy) de fotografía de sombras y fotografía de alta velocidad resueltas en el tiempo respectivamente. Dichas imágenes de alta velocidad de la emisión del núcleo del plasma tienen un retardo de 4 ns entre ellas y son tomadas de una secuencia desde los primeros instantes de la ruptura ~ 4 ns hasta los 20 ns. El LIP en aire fue producido con pulsos de $\lambda=532$ nm, 7 ns al FWHM, una energía láser de 85 mJ y enfocando con una lente de 10 cm de distancia focal. La radiación del láser (532 nm) en las imágenes bidimensionales se propaga hacia la derecha sobre el eje x, la escala se muestra con la barra de 2 mm insertada en la imagen (cada imagen tiene una extensión espacial de 7 mm \times 7 mm). En estas imágenes del plasma inducido por láser de 532 nm (532 nm LIP) en aire, se aprecia que tenemos un plasma con doble núcleo o doble plasma y difiere de los del plasma inducido con pulsos láser de 1064 nm, en los cuales solamente aparece un plasma con un núcleo (ver Fig. 3.1).

La Fig. 3.2 (c) muestra el perfil de intensidades en una secuencia de 2 ns sobre el eje x e y = 0, obtenido a partir de las imágenes de las fotografías de alta velocidad tomadas con la cámara ICCD de la emisión del plasma inducido en aire por un láser de 532 nm. Las imágenes registradas muestran que desde el inicio el núcleo de plasma tiene doble estructura de la intensidad luminosa. Un resultado similar de 3 dimensiones de la intensidad del plasma, pero a tiempos posteriores (400 ns) fue reportado en [51]. Este tipo de estructuras reproducibles que rodean al núcleo del LIP han sido observadas también por [20, 47, 56, 59, 60]. Ellos reportaron que el plasma se divide generalmente en lóbulos o estrías. La falta de uniformidad y

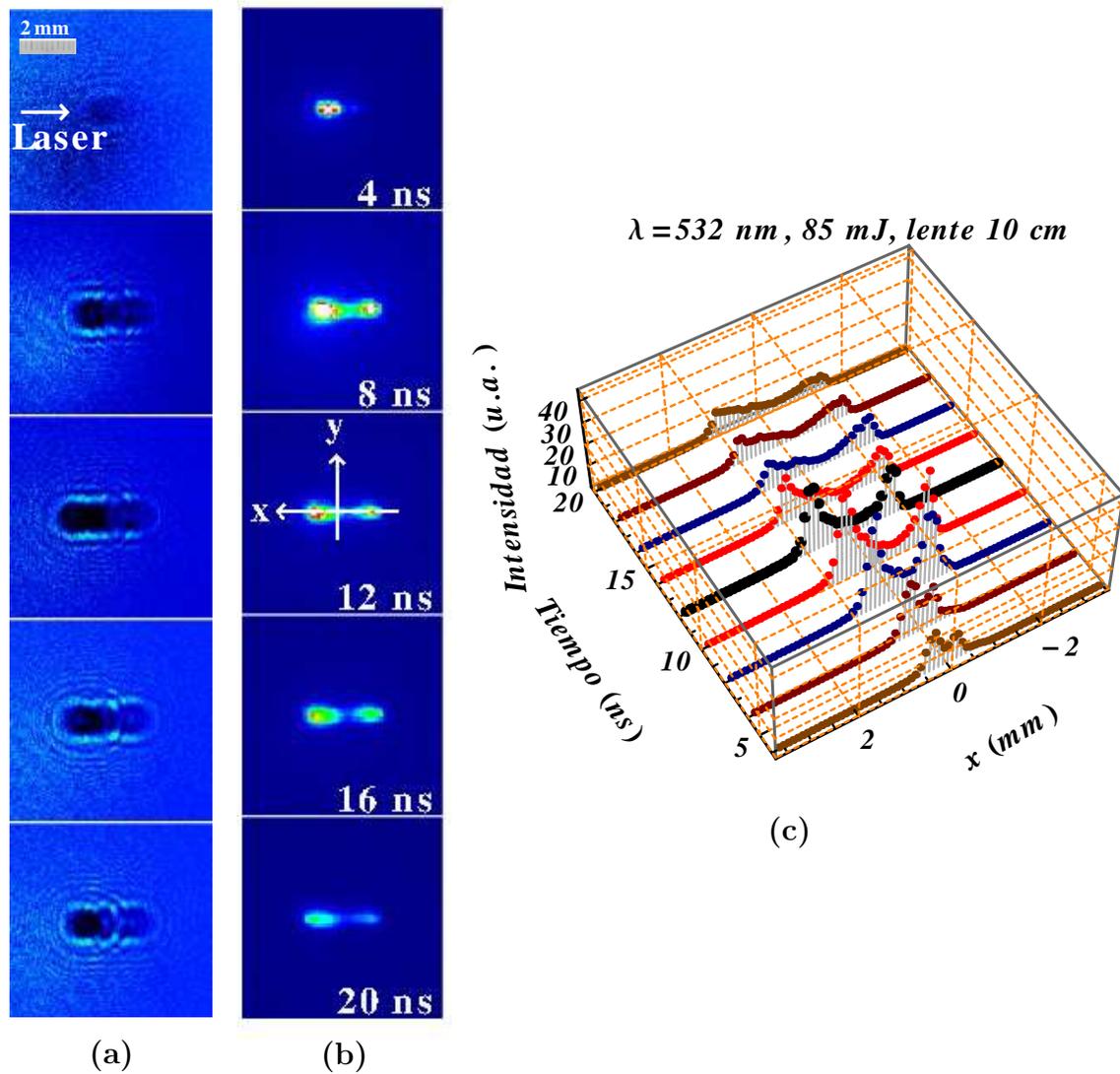


Figura 3.2: (Color en formato electrónico) evolución espacial y temporal del 532 nm LIP en aire, con pulsos láser de 85 mJ de energía enfocando con un lente de 10 cm, vistos con: (a) fotografía de sombras (“*shadowgrams*”), (b) imágenes de fotografía de alta velocidad, y (c) perfil de intensidades asociadas a las fotografías de alta velocidad. El tiempo de apertura de la compuerta de la cámara para cada imagen es de 2 ns y la escala se muestra con la barra de 2 mm insertada en la imagen (cada imagen tiene una extensión espacial de $7 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$).

la divergencia del haz de láser fuera de foco y el alcance de estas regiones son funciones de la potencia del láser disponible y la disposición óptica que se utiliza para enfocar la radiación y es también un resultado de la aberración de la lente [48]. El rol de la aberración esférica causada por las lentes que producen los LIPs ha sido

investigado por Morgan [4], donde sus resultados explican la multiplicidad observada de la intensa ionización de la región colineal a lo largo del eje del láser, la cual, se encuentra cerca del foco y muestran que hay un mayor efecto de la aberración para longitudes de onda pequeñas. En trabajos posteriores realizadas por Zhang et al. [59], y M. Thiyagarajan et al. [60] utilizan un láser Nd:YAG de 1064nm, y el efecto de la aberración esférica para crear un par de plasmas colisionales. Ellos logran producir estos LIPs con dos núcleos o con estructura bimodal mediante el ajuste del ángulo entre el eje de la lente de enfoque y el eje del láser. Por nuestra parte llevamos a cabo una verificación experimental a baja energía, es decir, justo en el umbral de ruptura (15 mJ) para comprobar que se produce la formación del doble núcleo de plasma, mostrando que la naturaleza del fenómeno es debida a la aberración de la lente.

De la misma manera, las imágenes de fotografía de sombras y fotografía de alta velocidad del 532 nm LIP se usaron para determinar el promedio de las velocidades axial y radial del frente de ionización de ambos núcleos de plasma. Llamaremos al plasma que está del lado de la lente el plasma frontal o primer plasma (o plasma izquierdo en las Figs. 3.2 (a) y (b)) y al otro núcleo el plasma posterior o segundo plasma (o plasma derecho en Fig. 3.2 (a) y (b)). El primer núcleo se propaga hacia la lente y absorbe la mayor parte de la energía incidente, en tanto que el segundo núcleo del plasma se propaga en la dirección del vector de Poynting, tal como ha sido reportado por [54]. Las primeras imágenes aparecen a los 4 ns a partir del cero. Puesto que el retardo más corto de nuestras fotos de alta velocidad es de 2 ns, el inicio de la ruptura comienza en el intervalo entre 2 y 4 ns. Durante el veloz período de ionización $t \sim 2$ ns [61], estimado entre 2 y 4 ns, la frontera inicial del primer plasma (el plasma frontal en el lado de la lente) se expande principalmente hacia la fuente de excitación de la radiación láser a una velocidad axial promedio de $v = (5.63 \pm 0.45) \times 10^7$ cm/s. Entre 4 y 8 ns el plasma se expande a una velocidad $\sim 1 \times 10^7$ cm/s. Mientras tanto entre 8 y 12 ns el valor obtenido fue de $\sim 0.5 \times 10^7$ cm/s. Por el contrario en el segundo plasma o plasma derecho (plasma posterior), el frente de ionización se expande principalmente en dirección del vector de propagación de onda a una tasa de $-(2.5 \pm 0.2) \times 10^7$ cm/s, $-(1.88 \pm 0.15) \times 10^7$ cm/s, y $\sim -0.6 \times 10^7$ cm/s; la tasa de la velocidad radial resulto de $(1.6 \pm 0.13) \times 10^7$ cm/s, $\sim 0.4 \times 10^7$ cm/s, y $\sim 0.15 \times 10^7$ cm/s; respectivamente de acuerdo con los intervalos de tiempo anteriores.

3.3. Fotografía de Sombras y Fotografía de Alta Velocidad Usando Pulsos de 532 y 355 nm con una energía de 40 mJ

En esta sección comparamos la expansión y el perfil de intensidad de los plasmas inducidos por láser en aire usando pulsos del segundo (532 nm) y tercer armónicos (355 nm). Ambos pulsos de 7 ns al FWHM, donde nuevamente se usó una cámara ICCD para tomar fotografía de sombras y fotografía de alta velocidad. En estos experimentos la energía usada para ambas frecuencias fue de 40 mJ, ya que la energía máxima disponible para el tercer armónico, una vez que el haz pasa a través del prisma, fue de 40 mJ. En las figuras 3.3, y 3.4 se muestran 5 pares de imágenes bidimensionales (del plano xy) tomadas de una secuencia a partir de los primeros instantes del umbral de ruptura ~ 4 ns hasta 20 ns de los plasmas inducidos enfocando con una lente de 10 cm de distancia focal (a) fotografía de sombras y (b) fotografía de alta velocidad resueltas en el tiempo. Dichas imágenes de alta velocidad tienen un retardo de 4 ns entre ellas. En tanto en las Figs. 3.3 (c), y 3.4 (c) se muestran las secuencias del perfil temporal de la intensidad del luminiscente plasma con una anchura de la puerta de 2 ns, entre 4 y 20 ns y espacialmente sobre el eje del láser entre -4 a 4 mm, dicha extensión abarca la longitud del plasma mostrando la expansión y la estructura de la intensidad del plasma para ambas longitudes de onda respectivamente. La escala de las imágenes se muestra con la barra de 2 mm insertada en ellas (cada imagen tiene una extensión espacial de 7 mm \times 7 mm), los pulsos láser de ambas longitudes de onda (532 y 355 nm) en las imágenes se propagan hacia la derecha sobre el eje x.

Igual que el caso de la sección anterior 3.3, donde formamos el plasma con pulsos de 532 nm, 85 mJ, y la lente de 10 cm de distancia focal, (ver Fig. 3.2), los plasmas para 532, y 355 nm a 40 mJ también exhiben a lo largo del eje del láser una estructura doble del plasma; para el segundo armónico muestra un plasma con doble núcleo bien definido y para el tercer armónico el segundo plasma es menos notorio. Las velocidades de expansión del frente de ionización y la onda de choque para 532 y 355 nm a 40 mJ fueron del mismo orden y los perfiles resultaron con formas similares a las correspondientes a los formados con 532 nm, 85 mJ. Para LIPs inducidos con pulsos de 1064 nm de longitud de onda, el plasma no muestra dicha estructura de doble núcleo (ver la sección 3.1, Fig. 3.1). En futuros trabajos los perfiles de

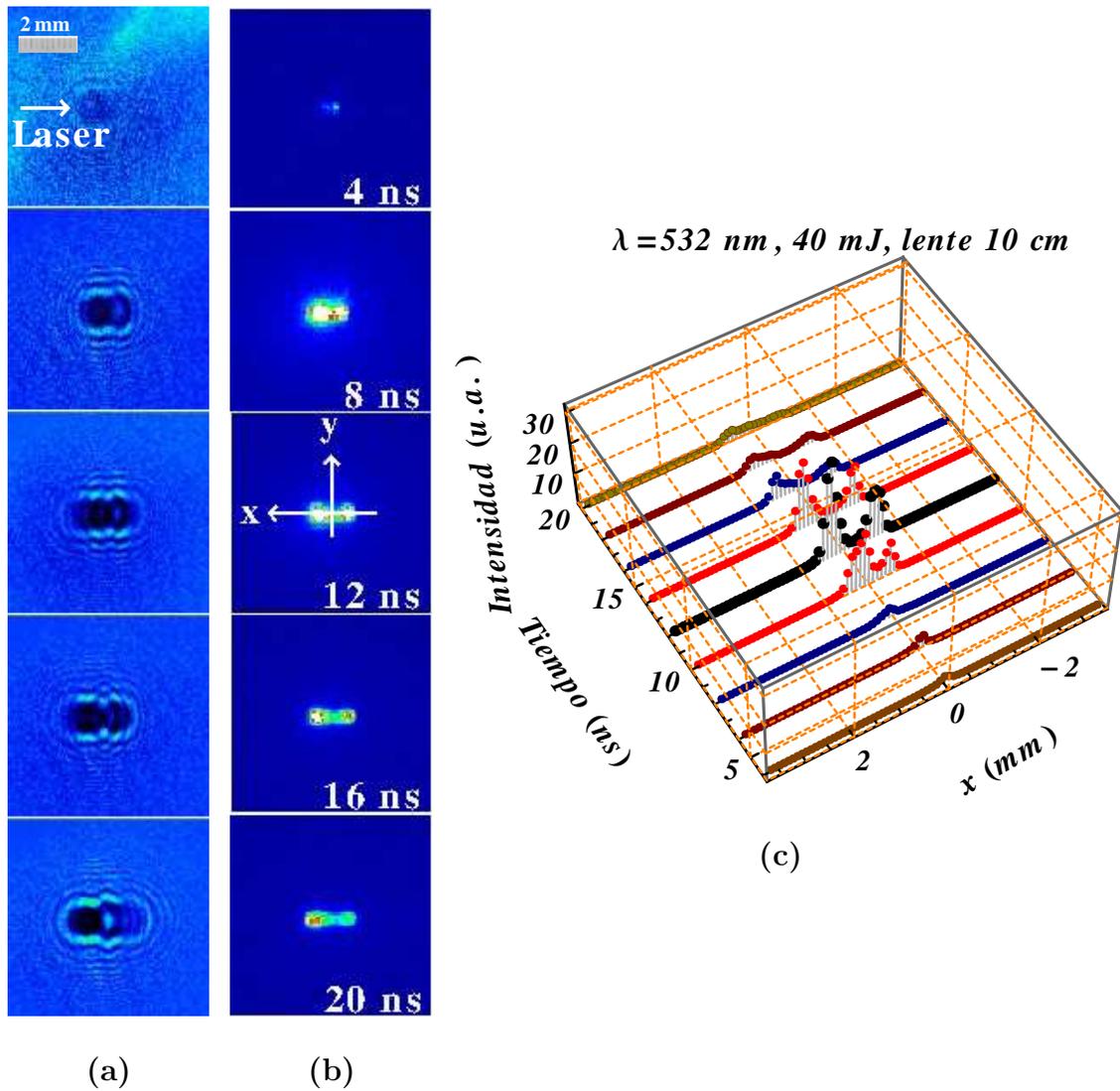


Figura 3.3: (Color en formato electrónico) Secuencia de pares de imágenes de la evolución espacial y temporal del 532 nm LIP en aire, con pulsos láser de 40 mJ de energía enfocando con un lente de 10 cm, vistos con: (a) fotografía de sombras (“*shadowgrams*”), (b) imágenes de fotografía de alta velocidad y (c) la evolución espacial y temporal de las intensidades del perfil asociadas a las fotografías de alta velocidad. El tiempo de apertura de la compuerta de la cámara para cada imagen es de 2 ns y la escala espacial se muestra con la barra de 2 mm insertada en la imagen.

intensidades asociados a las fotografías de alta velocidad, podrían servir como una herramienta importante para analizar la aberración esférica.

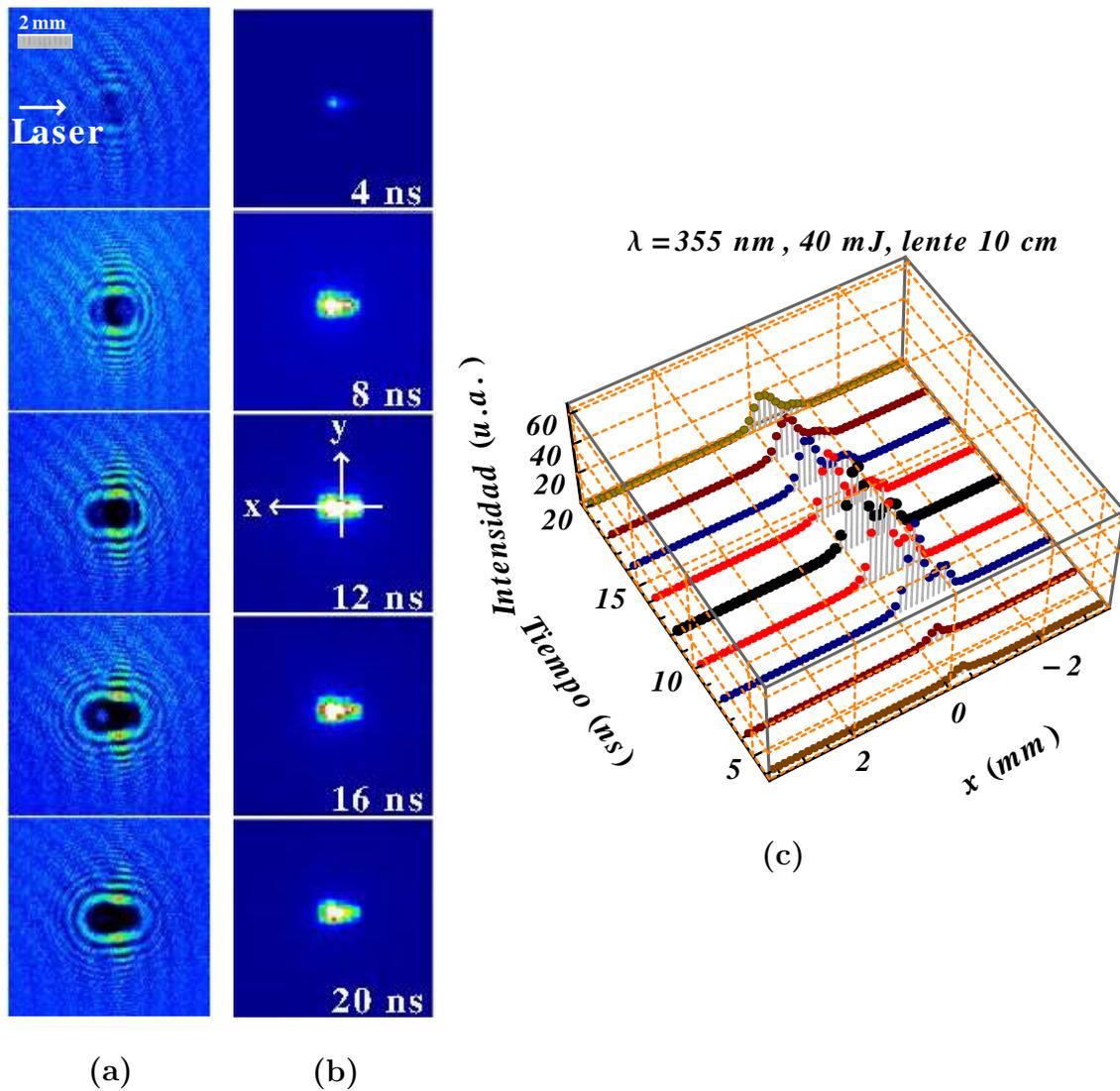


Figura 3.4: (Color en formato electrónico) Secuencia de pares de imágenes de la evolución espacial y temporal del 355 nm LIP en aire, con pulsos láser de 40 mJ de energía enfocando con un lente de 10 cm, vistos con: (a) fotografía de sombras (“*shadowgrams*”), (b) imágenes de fotografía de alta velocidad y (c) la evolución espacial y temporal de las intensidades del perfil asociadas a las fotografías de alta velocidad. El tiempo de apertura de la compuerta de la cámara para cada imagen es de 2 ns y la escala espacial se muestra con la barra de 2 mm insertada en la imagen.

3.4. Discusión Final del Capítulo

A partir de los perfiles de intensidad del núcleo de los plasmas y utilizando una lente de $f=10$ cm de distancia focal, en las Figs. 3.2, 3.3, y 3.4, (532 nm, 85 mJ), (532 nm, 40 mJ), y (355 nm, 40 mJ) respectivamente, se revela que la aberración de la lente produce dos puntos focales principales, los cuales inducen dos núcleos en el plasma. Lo anterior no fue observado para pulsos láser de 1064 nm (ver Fig. 3.1). Los dos núcleos de los plasmas durante su expansión chocan para los casos del segundo y tercer armónicos. Dichos núcleos pueden ser visualizados por las fotografías de alta velocidad. Las fotografías de sombras muestran dos ondas de choque que colisionan rápidamente, las cuales se propagan en todas las direcciones. La interacción de las ondas de choque hace desacelerar rápidamente a los núcleos de plasma y en dicha zona se forma inmediatamente una capa de estancamiento del gas entre los dos plasmas [59]. La colisión de las ondas de choque se puede ver claramente para la secuencia de las fotografías de sombras mostradas en la figura 3.2 (a). También estos plasmas colisionales pueden ser vistos con una energía láser de 40 mJ usando $\lambda = 532$ nm y $\lambda = 355$ nm. Para el caso del segundo armónico es claramente visible, en tanto que para el tercer armónico es menos claro, como puede verse en las Figs. 3.3 (a), 3.4 (a) respectivamente. En las situaciones previas donde se usan pulsos del segundo y tercer armónico, también notamos que los plasmas de la izquierda son más grandes que los de la derecha. Esta situación se debe al apantallamiento del plasma, esto es, el plasma de la izquierda absorbe la mayor parte de la energía incidente [54, 59].

Para los casos del segundo y tercer armónicos tenemos dos núcleos de plasma que avanzan principalmente en sentidos opuestos. Para el caso del plasma frontal, tal como mencionamos anteriormente en la sección 3.1, desde el inicio de la ionización del aire el plasma genera luz ultravioleta (UV), que irradia en todas las direcciones disminuyendo el umbral de ruptura. La excitación que aún fluye procedente de la fuente del láser hace que el frente de ionización se mueva principalmente en dirección opuesta a la de dicho haz, tal como se muestra en las imágenes del núcleo del plasma frontal (la clásica expansión cónica con el extremo obtuso hacia la lente de un LIP dirigiéndose principalmente hacia la radiación láser. Esto ha sido descrito anteriormente por ejemplo en [5, 7]). Por otra parte, las imágenes que en este trabajo obtuvimos muestran que el plasma de la derecha se desplaza mayoritariamente en la dirección de propagación de la luz láser, en forma opuesta al plasma de la izquierda.

Para pulsos de láser de 1064, 532 y 355 nm, el índice de refracción correspondiente a cada longitud de onda y calculados con la ec. (3.2) son $\mu_{1064} = 0.99491$, $\mu_{532} = 0.99873$, y $\mu_{355} = 0.999435$, respectivamente (ver la tabla 3.1). A pesar de que el plasma del lado izquierdo se hace ópticamente opaco y absorbe una parte importante de la energía incidente, dicha absorción está sesgada hacia la radiación láser entrante. Para el caso de la frecuencia doble y triple, el índice de refracción del plasma se acerca al valor de 1, con lo que el LIP llega a ser más transparente para el segundo y tercer armónico. Esto es, se dispersa una fracción menor del flujo láser incidente por el plasma que en el caso de los pulsos con la frecuencia fundamental, lo que permite ionizar la región derecha [48] produciendo el segundo plasma (plasma del lado derecho). Por lo tanto, el avance en la dirección de propagación del haz láser del frente de ionización en el segundo plasma se forma debido a los múltiples focos creados por la inhomogeneidad de la intensidad producida por la aberración de la lente. La alta densidad inicial del gas formada detrás de la onda de choque y la fracción de la luz láser incidente que es absorbida se convierte en radiación visible y UV aumentando la energía en las cercanías del plasma, en una zona que se extiende más allá de la onda de choque preionizando las moléculas de aire y anticipando el frente de ionización [73]. En nuestra opinión la causa de que sea suprimida la formación de un segundo plasma por la aberración esférica de la lente para el fundamental podría deberse a que es menor el índice de refracción para esta longitud de onda (1064 nm).

λ	ω	$\frac{\omega_{pe}}{\omega}$	$\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$	Índice de refacción
$\lambda_{355}=355$ nm	$\omega_{355} = 5.31 \times 10^{15}$ Hz	0.0336212	0.00113038	$\mu_{355} = 0.999435$
$\lambda_{532}=532$ nm	$\omega_{532} = 3.54 \times 10^{15}$ Hz	0.0503844	0.00253859	$\mu_{532} = 0.99873$
$\lambda_{632}=632$ nm	$\omega_{632} = 2.98 \times 10^{15}$ Hz	0.0598552	0.00358265	$\mu_{632} = 0.998207$
$\lambda_{1064}1064$ nm	$\omega_{1064} = 1.77 \times 10^{15}$ Hz	0.100769	0.0101544	$\mu_{1064} = 0.99491$

Tabla 3.1: En la tabla se muestra la longitud de onda λ , frecuencia angular ω , para los diferentes láseres que usamos en este trabajo, sus correspondientes cocientes $\frac{\omega_{pe}}{\omega}$, $\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$ y el índice de refracción del plasma para dichas frecuencias del láser, donde la frecuencia del plasma es $\omega_{pe} = 1.78 \times 10^{14}$ Hz.

Capítulo 4

Potencial Eléctrico de un Plasma Inducido por Láser

“As far as the laws of mathematics refers to reality, they are not certain, and as far as they are certain, they do not refer to reality”

Albert Einstein

En este capítulo se hace el diagnóstico de la estructura espacial y temporal del potencial eléctrico del LIP en aire, producido por pulsos de un láser Nd:YAG de 1064, 532 y 355 nm. Se comparan los resultados del campo eléctrico del LIP formado con el fundamental y el segundo armónicos, para ello la salida estándar de energía fue de 85 ± 4.25 mJ; también se comparan los resultados del segundo y tercer armónicos para 40 ± 2 mJ. Las mediciones de la variación del campo eléctrico se llevaron a cabo en las cercanías del plasma y dichos resultados se hicieron usando una sonda de cable coaxial, mencionada en el capítulo 2, y para la mayoría de los experimentos se enfocó con una lente de 10 cm de distancia focal (la irradiancia fue del orden de $(10^{11} - 10^{12}) W/cm^2$). Los resultados y el análisis muestran diferentes distribuciones del potencial eléctrico, que dependen de la longitud de onda del pulso láser. Los plasmas inducidos con pulsos láser de 1064 nm generan un plasma con un único núcleo dando lugar a una estructura dipolar intrínseca. Por otra parte, usando el segundo y tercer armónicos para producir el plasma, se encontró que tienen doble núcleo y se forma una distribución cuadrupolar en el LIP, tal como se verá más adelante.

Las magnitudes del potencial eléctrico y del momento dipolar eléctrico se mi-

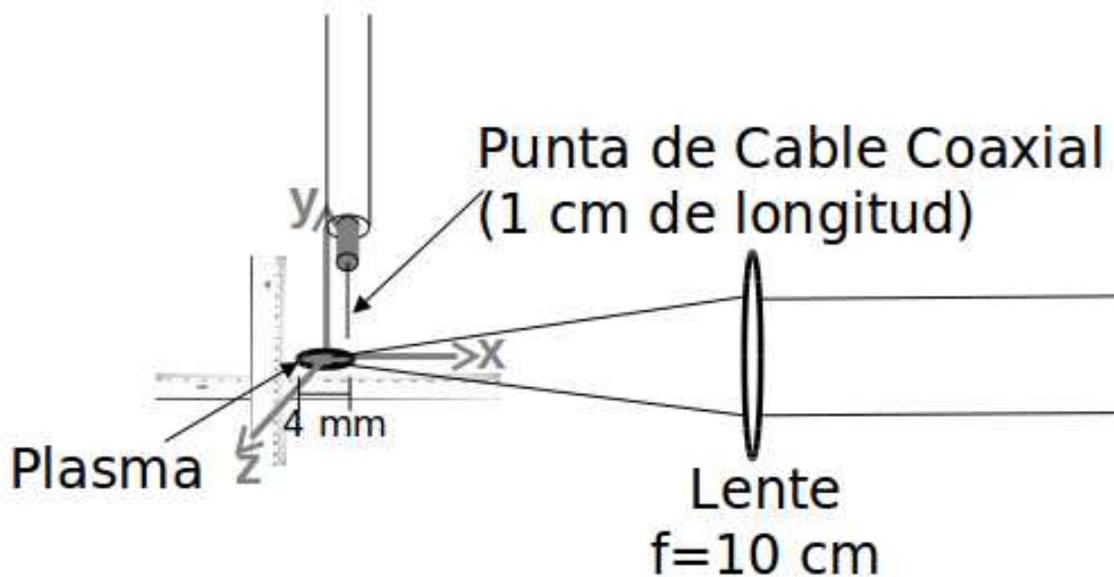


Figura 4.1: Detalle del esquema experimental y ubicación de los ejes coordenados (sin campo eléctrico externo).

dieron aplicando un campo eléctrico (dc) externo y usando la relación lineal entre la amplitud de la señal eléctrica y la intensidad del campo eléctrico externo. A su vez, presentamos los resultados experimentales del potencial eléctrico obtenido en las cercanías del plasma (LIP). Aquí, la rápida variación del campo eléctrico del plasma es obtenida nuevamente con la punta de un cable coaxial. También se obtuvo una fórmula que describe la estructura temporal del potencial eléctrico del LIP con y sin un campo eléctrico externo.

4.1. Potencial Eléctrico de un Plasma Inducido por un Láser de 1064 nm en Aire Sin Campo Eléctrico Externo

En esta sección mostramos los resultados obtenidos de la estructura temporal y espacial del potencial eléctrico en las cercanías de un plasma inducido por un láser de 1064 nm en aire (1064 nm LIP) sin un campo eléctrico externo a 85 mJ de energía

incidente (intensidad de $\sim 2.2 \times 10^{11}$ W/cm), salvo para experimentos de control. Las mediciones se llevaron a cabo mapeando en las cercanías del plasma, con el núcleo de la punta de un cable coaxial, tal como se muestra esquemáticamente en la figura 4.1 (véase el esquema general del experimento en el capítulo 2 figura 2.1 (a)), donde se aprecia la elección del sistema de coordenadas con el eje x en dirección opuesta al vector de Poynting; también se puede ver la sonda ubicada de manera perpendicular al haz láser. Este plasma inducido por láser a 85 mJ y enfocado con una lente de 10 cm de distancia focal, tiene una extensión de unos 4 mm de largo por 1 mm de ancho y es posible verlo a simple vista.

Sea la amplitud medida de las señales eléctricas $U(\mathbf{r}, t)$, donde $\mathbf{r} = (x, y, z)$. La estructura espacial y temporal de la amplitud U obtenida a través de escanear con la punta de la sonda sobre el eje del haz láser ($x, 1, 0$) mm, se muestra en la figura 4.2, los resultados se presentan para 5 puntos espaciales, $x = -4, -2, 0, 2, 4$ mm junto con el perfil temporal detectado de la emisión de pulso láser. Se encontró que la señal eléctrica detectada comenzó a crecer aproximadamente a los 8 ns, a partir del cero, y su duración fue poco más de 40 ns. Las señales eléctricas adquiridas por delante del plasma ($x > 0$) comienzan con un pulso positivo (*“positive half-wave”*) y terminan con una parte negativa en la parte restante de la señal (*“negative half-wave”*). La amplitud de la parte negativa es mucho menor que la amplitud de la parte positiva. Por otro lado, para la parte detrás del plasma ($x < 0$) la polaridad de la señal se invierte. En $x = 0$, la señal varía de positivo a negativo con una amplitud similar y regresa de nuevo a positiva, pero con una menor amplitud.

Si un núcleo de cable coaxial se expone a un campo eléctrico pulsado, su carga puede ser escrita como $Q = C_P \phi$, donde C_P es la capacitancia intrínseca de la sonda, y ϕ es el potencial del campo cerca de la sonda, con respecto al potencial cero. Por lo tanto, la corriente que fluye a través del circuito de la sonda está dada por

$$I = \frac{dQ}{dt} = C_P \frac{\partial \phi}{\partial t}. \quad (4.1)$$

De este modo, una señal en el osciloscopio de este tipo de sonda U está dada por IR , es decir, puede ser descrita por [32]:

$$U = IR \approx RC_P \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad (4.2)$$

donde $R = 50 \Omega$ es la impedancia del cable y ϕ es el potencial del campo (voltaje

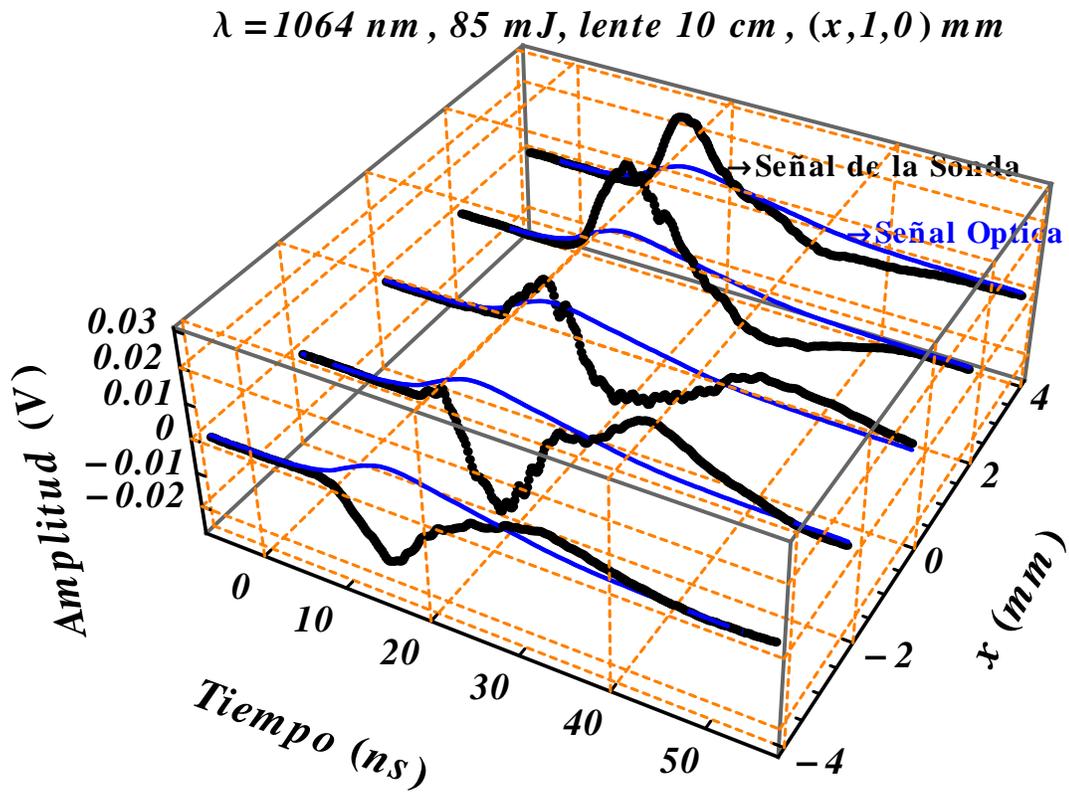


Figura 4.2: (Color en formato electrónico) Los resultados de las señales eléctricas típicas del 1064 nm LIP en aire obtenidas a través del mapeo con la punta del cable coaxial a un milimetro del plasma ($y = 1 \text{ mm}$), colocado la sonda en $x = -4, -2, 0, 2, 4$ y $z = 0 \text{ mm}$ (líneas negras o líneas gruesas) y el perfil temporal del pulso láser detectado (líneas azules o líneas finas). Energía incidente del pulso láser 85 mJ o bien enfocando una irradiancia de $\sim 2.2 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$, y sin campo eléctrico externo (0 V).

local) cerca de la sonda, respecto al potencial cero. Esta fórmula es válida si $RC_p \ll \tau$, donde RC_p y τ son los tiempos característicos del circuito sonda y la variación del campo respectivamente.

La figura 4.3 muestra los resultados experimentales de la amplitud de la señal $U(x, 1, 0)$ como una función del desplazamiento a lo largo del eje x , (la sonda fue desplazada un milímetro cada vez usando un sistema de traslación lineal). Del promedio de las señales de 128 disparos del láser la incertidumbre aproximada fue de $\pm 5\%$. Estas amplitudes corresponden a la primera mitad de las señales eléctricas (“*first half-wave*”), algunas de estas señales se muestran en la figura 4.2. La amplitud máxima (“*positive half-wave*”) corresponde a valores de $x > 0$ y la amplitud mínima (“*negative half-wave*”) para $x < 0$. La transición de polaridad en $x = 0$ de la primera media onda de negativo a positivo, hace oscilar la señal eléctrica. En este caso, nuestro criterio fue tomar la amplitud de los dos primeros picos máximo y mínimo, respectivamente.

La estructura del potencial del campo eléctrico cerca del LIP consta de dos partes diferentes de acuerdo con la dependencia de la señal como función de x $U(x, 1, 0)$. La primera parte es una región de potencial negativo ϕ_1^- atrás del punto focal, esto es para $x < 0$ y la segunda parte es una región de potencial del campo eléctrico positivo ϕ_1^+ frente al foco, esto es para $x > 0$. Las amplitudes máximas y mínimas de $U(x, 1, 0)$ se observaron en cada extremo del LIP, $U(2 \text{ mm}, 1 \text{ mm}, 0 \text{ mm}) = U_{max} = 28 \text{ mV}$ y $U(-2 \text{ mm}, 1 \text{ mm}, 0 \text{ mm}) = U_{min} = -26 \text{ mV}$ respectivamente, en un tiempo de $\sim 16 \text{ ns}$, justo en el pico de la intensidad del pulso láser. Debido a que en nuestras mediciones sólo tenemos dos regiones del potencial ϕ (negativo ϕ_- y positivo ϕ_+), esto indica que el plasma posee una estructura de dipolar eléctrica. El ajuste más simple de una distribución dipolar se muestra con la línea continua en la figura 4.3 y es descrita por

$$\phi(x, y, z) = \frac{q_1}{r_1} - \frac{q_2}{r_2}, \quad (4.3)$$

donde $r_1 = \sqrt{(x-2)^2 + y^2 + z^2}$, $r_2 = \sqrt{(x+2)^2 + y^2 + z^2}$. La aproximación del potencial en función de x se obtuvo con los siguientes valores: con la sonda ubicada en $y = 1, z = 0 \text{ mm}$, las cargas eléctricas $q_1 = 42 \text{ a.u.}$ en $(2, 0, 0) \text{ mm}$, y $q_2 = 0.9q_1 = 37.8 \text{ a.u.}$ en $(-2, 0, 0) \text{ mm}$.

Podemos observar también, que la magnitud del potencial en la parte positiva o cantidad de carga en $(2, 1, 0) \text{ mm}$ es mayor que en la parte negativa o cantidad de carga en $(-2, 1, 0) \text{ mm}$, lo cual se debe a que la movilidad de los electrones es mayor

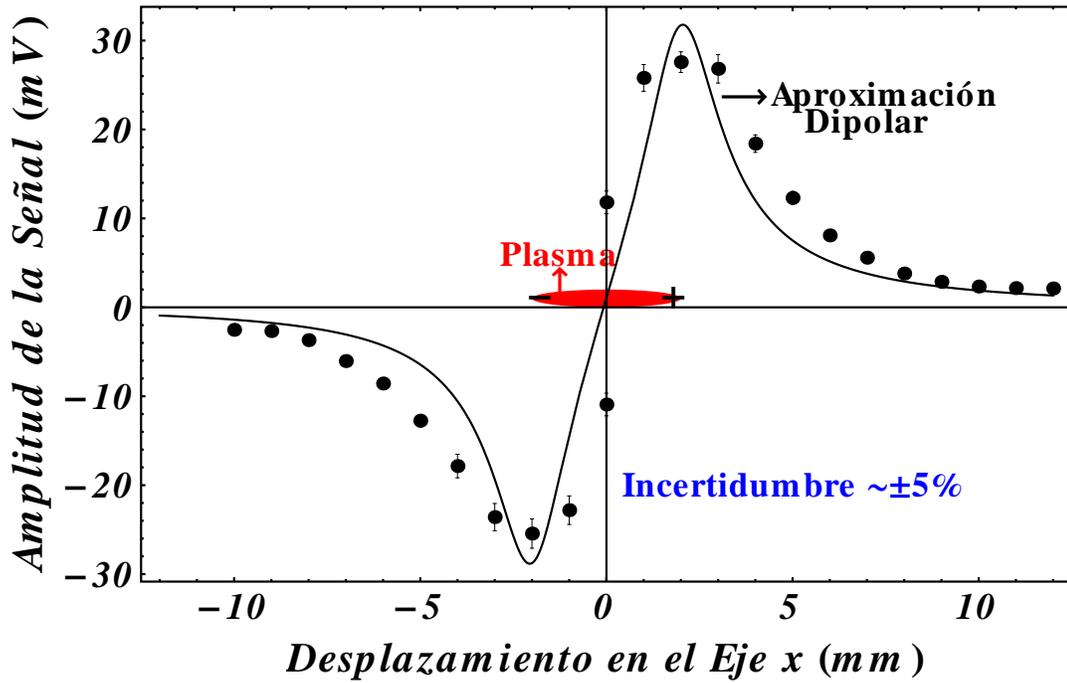


Figura 4.3: (Color en formato electrónico) Amplitud máxima de la señal eléctrica en la componente x $U(x)$. La distribución del potencial eléctrico a $y = 1$ mm del plasma corresponde a una distribución de cargas con estructura dipolar. Plasma Inducido por láser en aire con pulsos de 1064 nm, energía incidente del pulso láser 85 mJ (irradiancia de $\sim 2.2 \times 10^{11}$ W/cm), y sin campo eléctrico externo (0 V).

que la de los iones, y a la gran dispersión de los electrones durante el período inicial de la formación del LIP. Estos se mueven hacia el exterior a mayor velocidad que los iones. Por esta razón la señal en $-2 \text{ mm } \hat{x}$ es ligeramente más pequeña que en $2 \text{ mm } \hat{x}$. Es decir, la contribución del potencial eléctrico es menor a medida que la varianza de la distribución es mayor.

La separación de las cargas en LIPs ha sido observada anteriormente [10, 28, 29, 32, 35] y se ha analizado bajo la perspectiva de diferentes mecanismos físicos, tales como la presión de radiación, procesos térmicos asociados con los gradientes de la densidad y temperatura de los electrones, campo magnético inducido, entre otros. Nuestros resultados concuerdan con varios trabajos experimentales anteriores, en los que un momento dipolar está asociado a un plasma inducido láser [10, 28, 29]. La presencia del momento dipolar en LIPs se ha atribuido a diferentes mecanismos y tal problema concerniente a la separación de las cargas aún no se ha entendido completamente. Una interpretación adecuada del momento dipolar de los LIPs debe incluir su propio campo magnético espontáneo. Los campos magnéticos espontáneos SMFs de los LIPs serán estudiados en el capítulo 5.

De acuerdo con las imágenes de fotografías de sombras mostradas en la figura 3.1 (a), la parte posterior del frente de ionización del plasma (en el lado derecho) es más oscuro que el frente de ionización frontal. También se puede observar que los contornos de la parte posterior del plasma ($x < 0$) están más definidos que los de la parte delantera del LIP ($x > 0$). Esto significa que hay una asimetría del índice de refracción en el plasma. Esta asimetría corresponde a los gradientes de la temperatura y la densidad de electrones en los primeros nanosegundos de la expansión del plasma. Una posible explicación del dipolo observado se puede describir como sigue: los electrones se mueven hacia el exterior más rápido que los iones, separándose de los puntos del frente de ionización y resultando en una zona positiva en el frente de onda de la parte frontal del LIP, polarizando el plasma. Por lo tanto, se produce una carga neta positiva en la parte delantera del plasma. El desplazamiento del frente de ionización puede ser considerado como una corriente positiva que se mueve hacia la lente. Esta corriente genera un campo magnético azimutal alrededor del plasma. Los electrones que escapan radialmente se desvían hacia la parte trasera del plasma debido a la fuerza de Lorentz, generando una acumulación de carga negativa en la parte posterior del plasma. De esta manera se forma un dipolo.

La distribución de iones de un plasma inducido por láser en aire para pulsos

láser con duración de 100 fs a 1 ns ha sido modelada teóricamente por J. K. Koga et al. [35]. Para la simulación se asume un haz gaussiano y una mezcla de moléculas de O_2 y N_2 , las cuales componen el aire. A pesar de que la duración de nuestro pulso láser es mayor que 1 ns (10 ns), la intensidad del láser, la densidad electrónica y la temperatura son similares a nuestros parámetros. Sus resultados muestran una acumulación de iones (cargas positivas) hacia el lado de la lente en concordancia con nuestros resultados experimentales.

El potencial eléctrico del LIP como función de tiempo se obtuvo por integración numérica de acuerdo con la expresión (4.2), donde el tiempo característico estimado del circuito sonda fue de 0.7 ns. Los resultados del potencial eléctrico para $x = -2, 0$, y 2 mm junto con el pulso óptico detectado, se muestran en la figura 4.4. En $x = 2$ mm, aumenta el potencial a medida que el frente de ionización (extremo positivo del dipolo) alcanza este punto. Para $x = -2$ mm tenemos el caso contrario; el potencial disminuye debido a la acumulación de electrones en el extremo negativo del dipolo y por el desplazamiento de la carga positiva inducida, la cual se desliza hacia el otro lado del plasma. El potencial tiende a cero a medida que el pulso láser comienza a finalizar.

Para comprobar que la naturaleza de la señal es genuina y no debida al ruido electromagnético se hicieron verificaciones en forma similar que en [28, 32]. Observamos que la señal de la sonda difiere de signo en los extremos del plasma, lo que confirma que el campo obtenido es debido a las cargas producidas por la polarización y no al efecto fotoeléctrico que pudiera producirse por la cercanía del plasma. Otra manera de verificarlo fue cubriendo la sonda con aislantes de varios materiales y espesores de 0.1 a 3 mm (polipropileno, acrílico, mylar y cartón) para descartar que la señal obtenida sea debida a la emisión de electrones por la superficie de la sonda. Por otra parte, la señal obtenida por el cable coaxial desaparece poniendo entre el plasma y la sonda una rejilla de metal aterrizada, con lo que se infiere que la señal obtenida por la sonda, ya sin la rejilla aterrizada, es debida a la inducción del campo eléctrico generado por el plasma.

Por otra parte, utilizando lentes de 3.8, 5 y 10 cm de distancia focal para producir el LIP, observamos que se mantiene la estructura dipolar del campo eléctrico. Entre las lentes de 5 y 10 cm no hay un cambio significativo en la estructura del campo eléctrico dipolar del LIP. En tanto que con una lente de 3.8 cm las amplitudes de las señales en el extremo del LIP fueron $U(2 \text{ mm}, 1 \text{ mm}, 0 \text{ mm}) = U_{max} = 43 \text{ mV}$ y $U(-2 \text{ mm}, 1 \text{ mm}, 0 \text{ mm}) = U_{min} = -28.8 \text{ mV}$ respectivamente. En este caso, la forma cónica

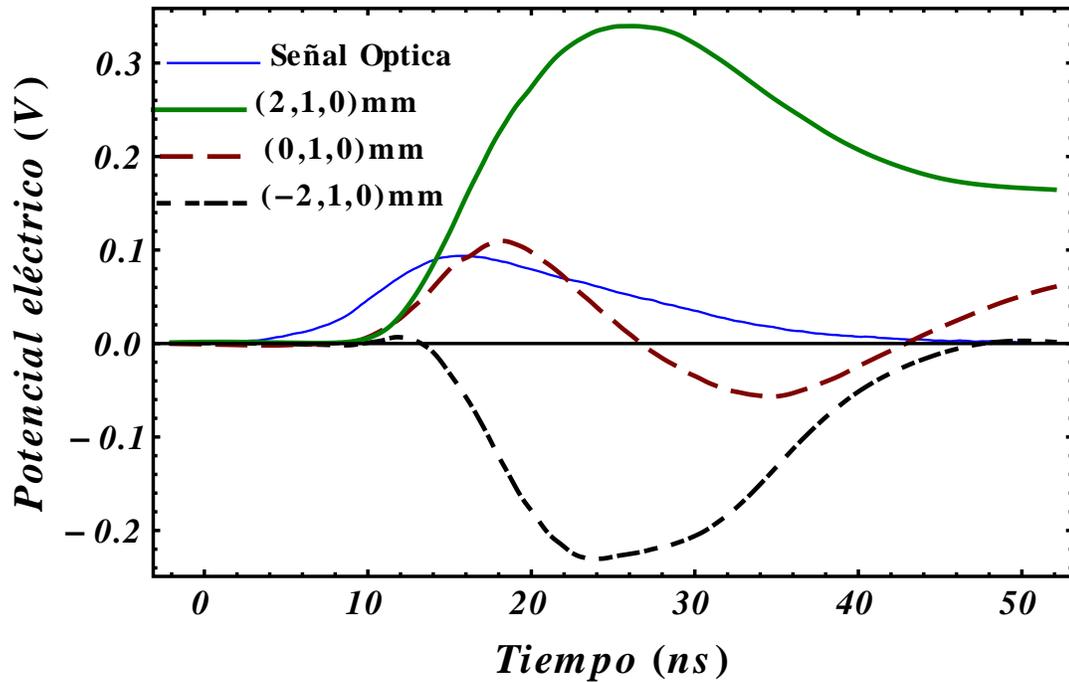


Figura 4.4: (Color en formato electrónico) Resultados del potencial eléctrico del 1064 nm LIP en aire, obtenido a través de integración numérica de las señales eléctricas con la sonda colocada en $x = 2$ mm (línea continua), $x = 0$ mm (línea discontinua), $x = -2$ mm (línea a trazos y puntos) y la señal óptica (línea fina). Energía incidente del pulso láser 85 mJ $I \sim 2.2 \times 10^{11}$ W/cm, y sin campo eléctrico externo (0 V).

se vuelve más definida. Usando una lente de 15 cm se encontró una formación del plasma muy inestable, generando así una distribución inestable que produce varios puntos de ruptura en el aire a lo largo del eje de propagación del haz láser, puesto que la cintura del haz es más larga que para las lentes de distancia focal más cortas. Al utilizar lentes de menor longitud focal, los LIPs se produjeron en el punto focal de una forma estable, garantizando la formación del plasma en el punto focal de la lente y la reproducibilidad del experimento.

En la figura 4.5 se muestran los resultados experimentales obtenidos de la señal eléctrica al hacer el mapeo con la sonda a lo largo de la coordenada z . El mapeo se hace manteniendo la punta de la sonda en $(-2,1,z)$ mm y $(2,1,z)$ mm, las gráficas están representadas con puntos cuadrados (■) y circulares (●), respectivamente. Se puede observar que el potencial es siempre negativo a lo largo de z en $x = -2$ (ϕ_1^-) y la estructura del potencial es positiva si se hace el barrido sobre z manteniendo $x = 2$ (ϕ_1^+), lo que corrobora la alineación del momento dipolar del plasma a lo largo del eje x .

Análogamente, se hizo el mapeo sobre la componente y , los resultados se muestran en la figura 4.6, donde la amplitud de la señal en función de y $U(x_0, y, 0)$ se obtiene para las coordenadas $(-2,y,0)$ mm y $(2,y,0)$ mm, puntos cuadrados (■) y circulares (●), respectivamente. En $x = -2$ y $z = 0$ mm el potencial es siempre negativo a lo largo de y (ϕ_1^-) y el potencial es positivo si mapeamos sobre y manteniendo $x = 2$ y $z = 0$ mm (ϕ_1^+). Este potencial tiende a cero a medida que nos alejamos del plasma. Cabe mencionar que la aproximación dipolar descrita por la ecuación (4.3) se puede superponer a los datos experimentales de las figuras 4.5 y 4.6.

Nuestros resultados muestran una distribución dipolar del potencial eléctrico del LIP a diferencia de los resultados obtenidos por Kabashin y Nikitin [32]. Ellos encontraron que, en condiciones similares (en el régimen de nanosegundos), un 1064 nm LIP en aire genera una distribución de carga cuadrupolar situada a lo largo del eje del láser. Observaron también el potencial ϕ caracterizado por tres regiones, dicho potencial corresponde a dos dipolos en dirección contraria, cada uno en los extremos del plasma. Sin embargo, nosotros encontramos solamente dos regiones del potencial ϕ , las cuales se generan por una distribución dipolar. Este resultado será confirmado por las mediciones magnéticas en el capítulo 5.

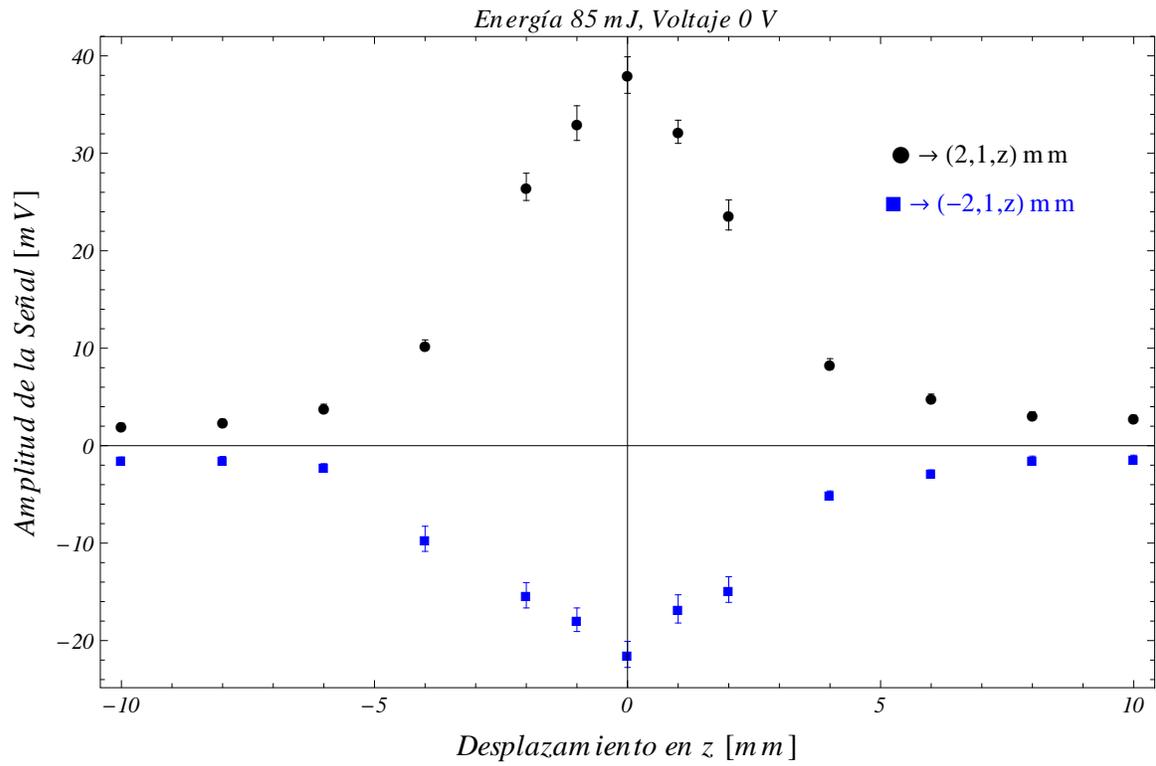


Figura 4.5: Amplitud de la variación del potencial eléctrico (señal de la sonda) correspondiente a un 1064 nm LIP en aire en la componente z . Energía incidente del pulso láser 85 mJ, posición de la sonda $(-2,1,z)$ mm y $(2,1,z)$ mm, 0 V (sin campo eléctrico externo).

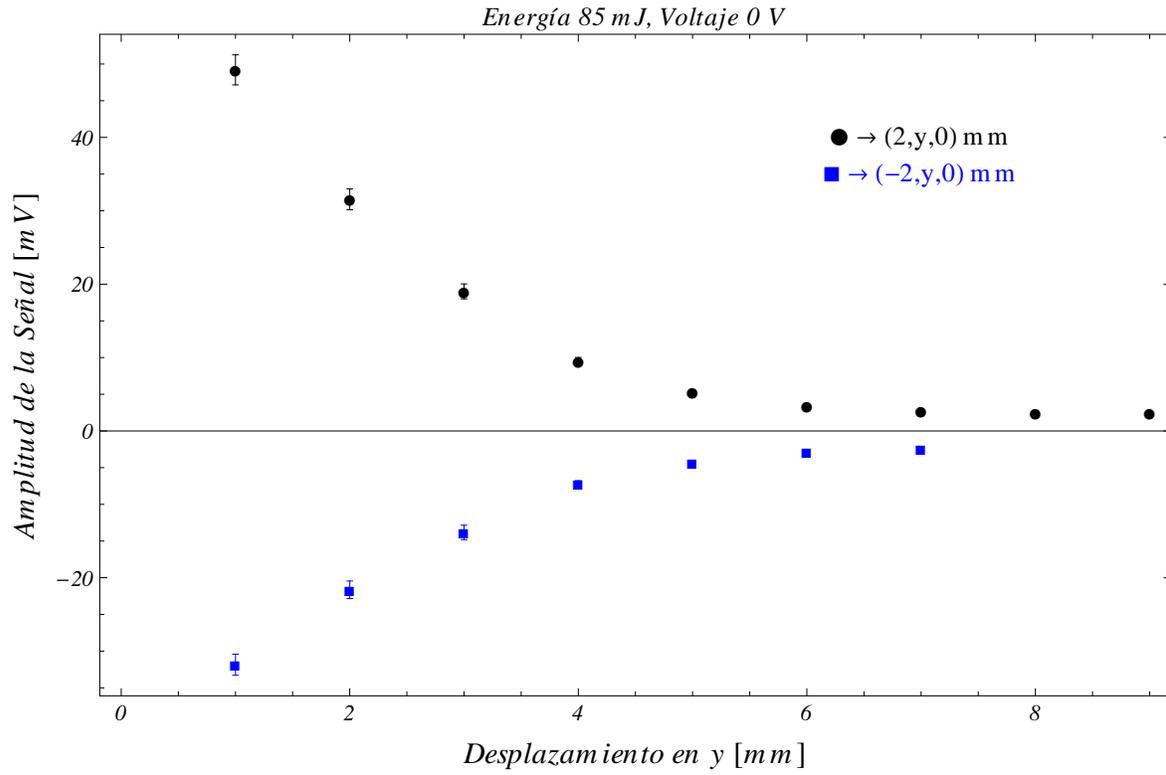


Figura 4.6: Amplitud de la señal de la sonda en la componente y , correspondiente a un 1064 nm LIP en aire. Energía incidente del pulso láser 85 mJ, 0 V, posición de la sonda $(-2,y,0)$ mm y $(2,y,0)$ mm.

4.2. Magnitud del Potencial Eléctrico y del Momento Dipolar Intrínseco de un LIP Obtenidos al Aplicar un Campo Eléctrico Externo

Para medir la amplitud del potencial eléctrico y la magnitud del momento dipolar generado por el 1064 nm LIP, utilizamos un nuevo método que consiste en aplicar un campo eléctrico externo, el cual cambia el potencial eléctrico en las cercanías del LIP. Para este propósito, el plasma es centrado dentro de un capacitor de placas paralelas. La variación del campo eléctrico del plasma se adquirió de la misma manera que en la sección anterior 4.1, esto es, la señal eléctrica es obtenida nuevamente con la punta de un cable coaxial. Dicha sonda se colocó cerca del LIP perpendicular al campo

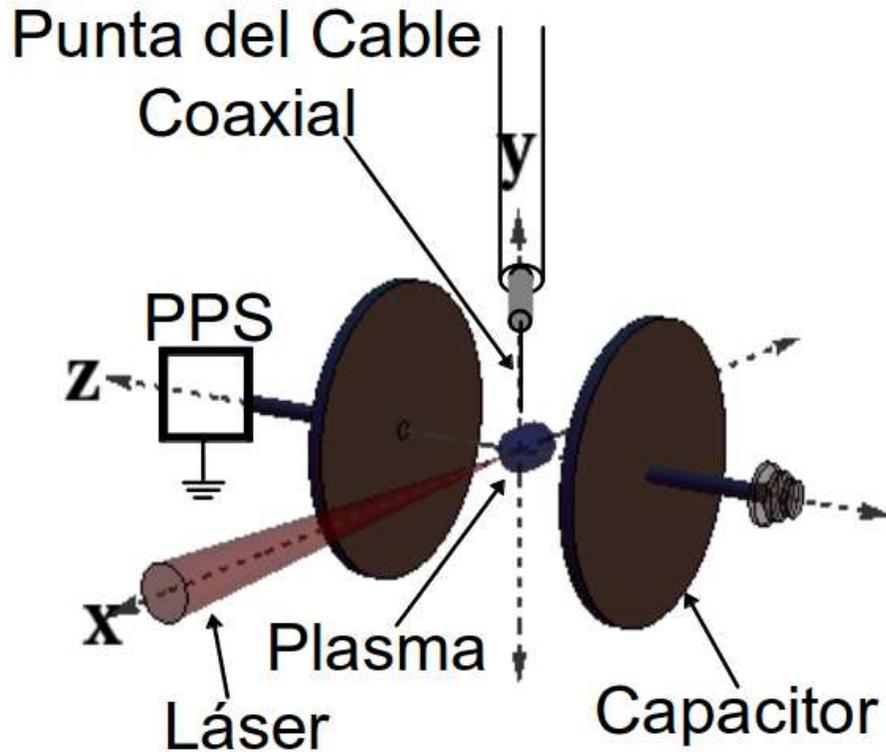


Figura 4.7: Detalle de la configuración experimental utilizada para diagnosticar el potencial del campo eléctrico del LIP ante un campo eléctrico externo aplicado. Se muestra el plasma, y la punta del cable coaxial y ubicación de los ejes coordenados. (PPS) fuente de poder programable o fuente de alto voltaje.

eléctrico externo. Los detalles del experimento se pueden ver en la figura 4.7 (véase el esquema general del experimento en el capítulo 2 figura 2.1 (a)). Los resultados aplicando al LIP en aire producido con pulsos 1064 nm y 85 mJ de energía incidente con una intensidad del campo eléctrico externo E entre 0 a 2.5 V/cm, para (2,1,0) y (-2,1,0) mm, son mostrados en las figuras 4.8 (a) y 4.8 (b), respectivamente. Las señales que se muestran corresponden a un promedio de 128 disparos con $\sim 5\%$ de incertidumbre y el tiempo efectivo que tardan en extinguirse es de ~ 50 ns.

Para estas mediciones definimos a U como la máxima amplitud de la señal en la figura 4.8 (a), y la mínima amplitud en la figura 4.8 (b). La amplitud U aumenta linealmente con el campo eléctrico externo \mathbf{E} , donde dicha tasa nos da una razón de $U/E \sim 1.1 \times 10^{-2}$ cm. Estas amplitudes de la señales eléctricas cambian a medida que el campo externo se incrementa como resultado de la ausencia de cargas

negativas que, debido a su gran movilidad, son removidas de la capa exterior del plasma por el campo (dc)¹. Cuando se aplica un campo eléctrico, éste mueve a los electrones externos hacia el ánodo [73]. En el experimento observamos que el mínimo de la señal eléctrica para el caso de (-2,1,0) mm (véase la figura 4.8 (b)) tiende a hacerse positivo a medida que aumenta la tensión entre las placas del capacitor, y hallando que este mínimo es cero cuando se aplica un campo eléctrico de 2.5 V/cm, fácilmente verificable con la relación U/E . Tal como se muestra en la figura 4.8 (b). El mínimo de la señal eléctrica indicada con la flecha aparece ligeramente positivo al aplicar un campo de 2.5 V/cm (0.25 V/mm), dentro del rango de error esperado ($\sim 5\%$ de incertidumbre, en la amplitud de la señal, con base a un promedio de 128 disparos). Dada la linealidad U/E de la señal eléctrica obtenida ante el campo externo, lo anterior significa que una cantidad equivalente de electrones en el extremo negativo del LIP es removida y la cual refleja que, con un campo eléctrico externo de 0.25 V/mm se remueve una cantidad de electrones en el extremo negativo del dipolo y a la vez, el potencial eléctrico en la punta de la sonda a 1 mm del plasma es anulado. De este modo, el potencial local (sin campo eléctrico externo) medido con la sonda a 1 mm por encima del plasma (-2,1,0) mm corresponde a $\phi_{(-2,1,0)} = \phi(-2 \text{ mm}, 1 \text{ mm}, 0 \text{ mm}) = -0.25 \text{ Volts}$. Tal valor del potencial es consistente con el valor obtenido a través del tiempo característico RC_p usado en la sección anterior 4.1. Por tanto, tal valor del potencial, sin tener que calcular el tiempo característico, nos da el máximo valor del potencial eléctrico obtenido por integración numérica en la figura 4.4.

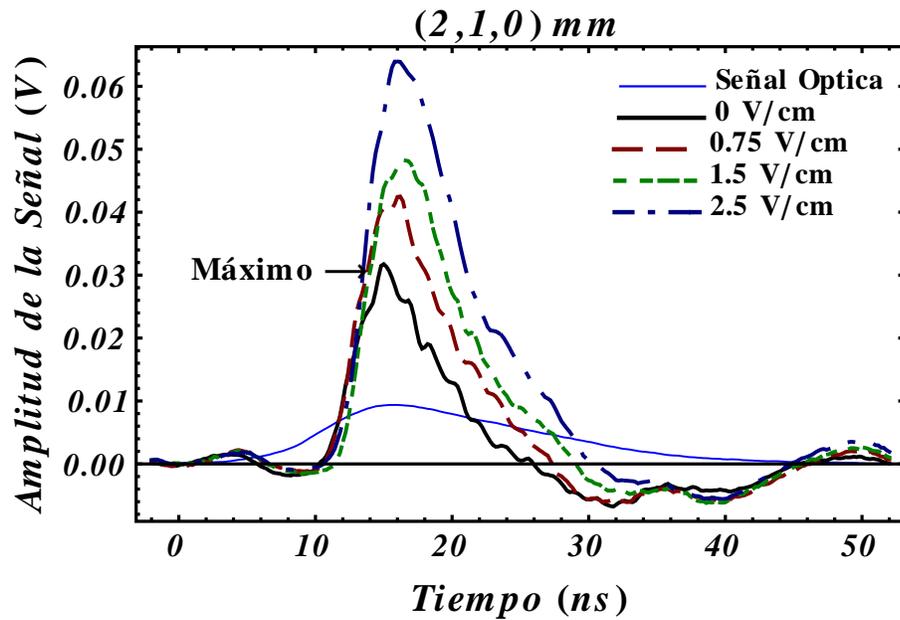
Para estimar la magnitud de la carga dipolar se utilizó la ecuación (4.3) sustituyendo el potencial $\phi_{(-2,1,0)}$. Obtuvimos que la carga $q_1 = 4.23 \times 10^{-14} \text{ C}$, la cual nos permitió estimar el momento dipolar generado en el plasma $d = ql$. Considerando una longitud del dipolo $l = 4 \times 10^{-3} \text{ m}$, tal como fue ajustada en la figura 4.3, por tanto $d = (1.5 - 1.7) \times 10^{-16} \text{ C} \cdot \text{m}$.

Posteriores verificaciones se realizaron con el campo eléctrico paralelo al eje del haz láser e invirtiendo la polaridad en el capacitor plano (con pequeños orificios en el centro que permiten el paso del pulso láser, cuidando que el haz láser no toque la superficie del capacitor), obteniendo de este modo resultados similares, lo que implica que el único efecto de un campo eléctrico externo es remover una fracción

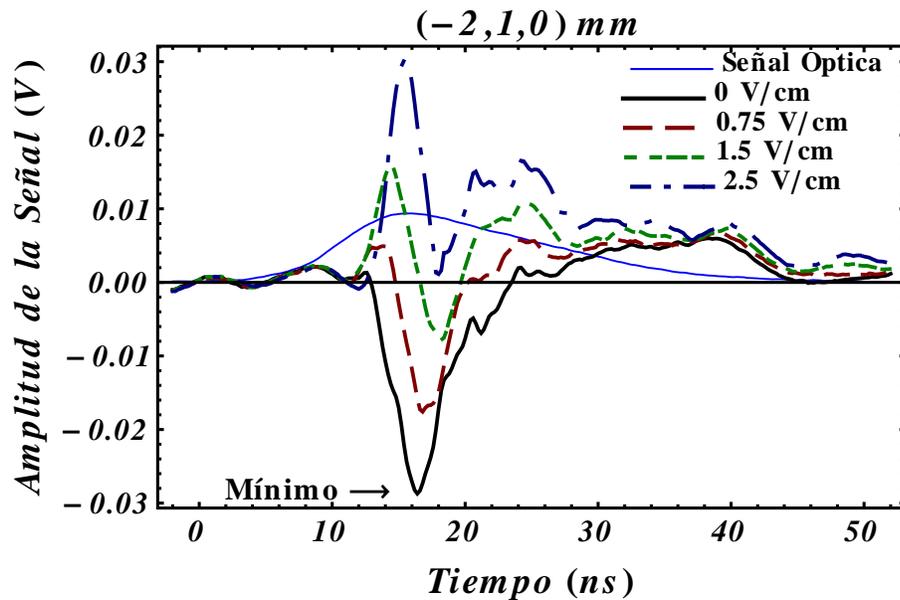
¹Se ha observado que la aplicación de un campo eléctrico transversal al haz láser inhibe la formación de plasma cuando la energía del láser se encuentra cerca del umbral de ruptura del aire [73].

de los electrones de la periferia del plasma.

Al aumentar la energía del láser en el intervalo entre 60 a 800 mJ y enfocando con una lente de 10 cm, se observó también, una estructura dipolar del campo eléctrico con sus potenciales máximo y mínimo en los extremos del 1064 nm LIP. Sin embargo, la longitud y el potencial del LIP crecen. Para el caso, cuando la energía fue de 170 y 800 mJ la magnitud del momento dipolar fue de $(3.0 - 3.4) \times 10^{-16} C \cdot m$ y $(6.9 - 7.6) \times 10^{-16} C \cdot m$, respectivamente. En los niveles de irradiación utilizados en este trabajo en el rango de $I = (10^{11} - 10^{12}) W/cm^2$, la magnitud de los momentos dipolares fueron comparables a los encontrados en [29], utilizando un láser pulsado Nd:glass de 30 ns al FWHM, 200 mJ, y un orden de magnitud superior a los valores encontrados por [32] con un láser pulsado de Nd de 1064 nm, FWHM de 3.5 ns, 350 mJ.



(a)



(b)

Figura 4.8: (Color en formato electrónico) Muestra el perfil temporal del pulso láser detectado y las señales eléctricas del 1064 nm LIP en aire, con pulsos láser de 85 mJ de energía incidente ante un campo eléctrico entre placas de 0, 0.75, 1.5 y 2.5 V/cm, obtenido con la punta del cable coaxial colocandola en (a) $(-2,1,0) \text{ mm}$ y (b) $(2,1,0) \text{ mm}$.

4.3. Potenciales Eléctricos de Plasmas Inducidos por Láser Usando Pulsos de 532 y 355 nm Sin Campo Eléctrico Externo

$\lambda = 532 \text{ nm}$, 85 mJ, lente 10 cm, (x,1,0) mm

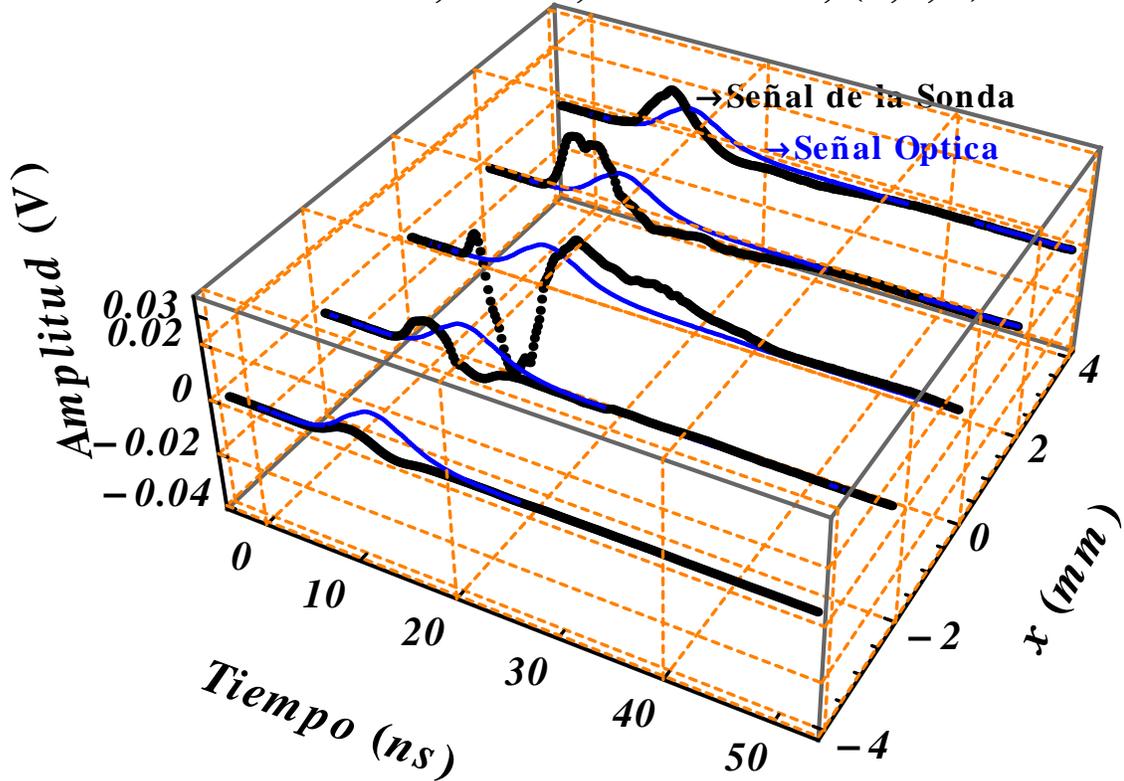


Figura 4.9: (Color en formato electrónico) Resultados de la variación del campo eléctrico típicas del 532 nm LIP en aire enfocando 85 mJ de energía, y sin campo eléctrico externo (0 V). Las señales eléctricas típicas se obtuvieron a través de escanear con la punta de un cable coaxial a un milímetro del plasma ($y = 1 \text{ mm}$) colocando la sonda en $x = -4, -2, 0, 2, 4$ y $z = 0 \text{ mm}$ (líneas gruesas) y el perfil temporal del pulso de láser (líneas finas).

En esta sección se usan el segundo y tercer armónicos del láser Nd:YAG para estudiar las estructuras espaciales y temporales del potencial del campo eléctrico en las cercanías de los LIPs correspondientes a dichas longitudes de onda (532 y 355 nm). Para hacer las mediciones nuevamente se utilizó el núcleo de un cable coaxial

como se mostró esquemáticamente en la figura 4.1. Haciendo un mapeo con la punta de la sonda sobre el eje del haz láser ($x, 1, 0$) mm, en la figura 4.9 mostramos la evolución temporal de la señal eléctrica $U(\mathbf{r}, t)$ para 5 puntos espaciales, esto es, $x = -4, -2, 0, 2, \text{ y } 4$ mm y el perfil temporal de la emisión del pulso láser. Para ello, usamos pulsos de 532 nm de longitud de onda con 85 mJ de energía para producir el plasma enfocando con una lente de 10 cm de distancia focal (sin campo eléctrico externo dc). Tal pulso eléctrico empieza a crecer a los ~ 3 ns, ambas señales de onda tienen aproximadamente la misma duración, cerca de 40 ns.

El potencial eléctrico para cuatro cargas está dado por

$$\phi(x, y, z) = \sum_{i=1}^4 \frac{q_i}{r_i}, \quad (4.4)$$

donde $r_i = \sqrt{(x - a_i)^2 + y^2 + z^2}$, para $i=1,2,3,4$, q_i , a_i son las cargas y sus respectivas posiciones.

Las mediciones obtenidas al hacer el mapeo espacial a lo largo del eje x con la sonda situada en $y = 1$ mm, $z = 0$ mm de la amplitud máxima (o mínima) de la señal eléctrica $U(x, 1, 0)$, nos permitió obtener la estructura del potencial del campo eléctrico. Dichos resultados experimentales para las condiciones experimentales antes mencionadas (pulsos de 532 nm, 85 mJ y una lente de 10 cm) se muestran en la figura 4.10, donde tenemos dos máximos, uno de ellos está situado en el extremo izquierdo del primer plasma $U(-2 \text{ mm}, 1 \text{ mm}, 0 \text{ mm}) = U_1 = 10.1 \text{ mV}$, y el segundo se encuentra en el extremo derecho del segundo plasma $U(3 \text{ mm}, 1 \text{ mm}, 0 \text{ mm}) = U_3 = 23.2 \text{ mV}$. También hay un mínimo entre los dos núcleos de plasma $U(0 \text{ mm}, 1 \text{ mm}, 0 \text{ mm}) = U_2 = -39.8 \text{ mV}$. Como puede verse, el campo de la distribución de las cargas se ajusta muy bien con la distribución cuadrupolar descrita por el potencial (4.4) representada con la línea discontinua en la figura. La mejor aproximación del potencial se obtuvo con los siguientes valores: $q_1 = 50$ u.a, $q_2 = -41.4$ u.a, $q_3 = -36$ u.a, $q_4 = 36$ u.a, $a_1 = 2.25$ mm, $a_2 = \epsilon$ mm, $a_3 = -\epsilon$ mm, $a_4 = -2$ mm, donde 2ϵ representa la separación de los dipolos opuestos, (para propósitos prácticos, es suficiente elegir ϵ igual a 0.01 mm).

La fuerte dispersión de electrones debida al sesgo de absorción de la energía incidente hacia la radiación láser entrante en el primer plasma [54, 59] produce una asimetría en las cargas; por esta razón el valor absoluto de la carga en 2 mm \hat{x} es ligeramente mayor que en en 0.01 mm \hat{x} .

La distribución en la figura 4.10 muestra que el potencial eléctrico es positivo como se puede ver para $x > 2$ mm, y $x < -2$ mm; esto quiere decir que el plasma es positivo en ambos lados de los frentes de ionización axiales: en el lado izquierdo del primer núcleo del plasma (del lado de la lente) y en el lado derecho del segundo núcleo del plasma (véase las imágenes tomadas con (a) fotografía de sombras, (b) imágenes de fotografía de alta velocidad, y (c) el perfil de intensidades de las fotografías de alta velocidad en la figura 3.2, capítulo 3 donde se aprecia la estructura del plasma con doble núcleo). El primer plasma del 532 nm LIP se polariza de la misma forma que para el caso del 1064 nm LIP en aire descrito en la sección 4.1, donde el dipolo generado apunta en dirección contraria al vector de Poynting. Por otra parte, el frente de ionización en el segundo plasma avanza en la dirección de propagación del haz láser debido a la alta densidad inicial del gas formada detrás de la onda de choque en la parte axial derecha y la radiación UV del mismo plasma preionizando las moléculas de aire que anticipan el frente de ionización. De esta forma los electrones se separan de los frentes de ionización axiales resultando en zonas positivas en los frentes de onda del doble plasma durante la interacción del pulso láser. Esto es, se produce una carga neta positiva en la parte delantera del primer plasma y otra en la parte derecha del segundo plasma. En cada uno de los dos núcleos de plasma tenemos corrientes de cargas positivas que corresponden a los frentes de ionización, que se mueven en sentido opuesto; el primero, se dirige hacia la lente y el segundo, en dirección del vector de propagación de onda. Estas corrientes generan sus propios SMFs opuestos, siendo estos azimutales a los plasmas. Los campos magnéticos espontáneos (SMFs) de los LIPs serán estudiados en el capítulo 5.

Los electrones se dispersan en todas las direcciones y su componente radial los desvía hacia la parte colisional de los núcleos de plasma debido a la fuerza de Lorentz. Además, se incrementa la densidad de electrones en la capa de estancamiento del gas formada por las ondas de choque colisionales de los dos núcleos de plasma que calientan el gas e ionizan ligeramente. Lo anterior fue observado por Zhang et al. [59]. Al generar una acumulación de carga negativa en esta región, el potencial eléctrico resultante es negativo en medio de los núcleos de plasma, como se muestra en $x = 0$ mm (véase la figura 4.10). Entonces, el LIP se polariza y crea una distribución cuadrupolar. Este resultado nos muestra cierta similitud con los trabajos experimentales de A. V. Kabashin y P. I. Nikitin [32] y V. I. Konov et al. [38] donde encuentran estructuras cuadrupolares en los LIPs. V. I. Konov et al. reportan el cuadrupolo al

observar el cambio de dirección del campo magnético espontáneo a lo largo del eje del haz láser.

Durante la interacción del pulso láser de 1064 nm LIP en aire se observó la generación de un solo núcleo de plasma y una estructura dipolar intrínseca en el eje del haz (véanse las secciones 3.1 y 4.1), con una carga negativa en la parte trasera y una carga positiva en la parte frontal del plasma. Esto es, el sentido del dipolo es opuesto al vector de Poynting [96]. Sin embargo, no se ha reportado que el cuadrupolo obedece a la formación de un doble plasma en aire sobre el eje del haz láser que, como ya mencionamos, se debe a la aberración esférica en la lente y al ser más transparente el plasma en aire para pulsos del segundo armónico que para pulsos con la frecuencia fundamental, lo cual se verifica de la siguiente desigualdad $\omega_{532} > \omega_{1064} > \omega_{pe}$ (véase los valores en la tabla 3.1). Como consecuencia de los dos núcleos de plasma, la estructura espacio-temporal del campo eléctrico resulta diferente. En ella aparece una estructura cuadrupolar intrínseca sobre el eje del haz, tal estructura se compone de dos dipolos opuestos, cada uno de ellos corresponde al primer y segundo núcleos de plasma, el primer dipolo (del lado de la lente) apunta contrario al vector de Poynting.

La figura 4.11 muestra el pulso óptico y el potencial del campo eléctrico del LIP como función del tiempo, donde los extremos (máximo y mínimo) de potencial eléctrico son alcanzados en el pico de intensidad del pulso láser (~ 12 ns) y se reducen a medida que la interacción del pulso láser se termina. Dicho potencial eléctrico es determinado por integración numérica de las señales eléctricas obtenidas con la punta del cable coaxial (véase la figura 4.9). Para calibrarlo, aplicamos un campo eléctrico externo al LIP a través de electrodos planos distantes [28,58] (véase la figura 4.7). Dicha técnica fue descrita en la sección anterior 4.2 y publicada por nuestro grupo en [96].

La intensidad del campo eléctrico aplicado fue entre 0 y 500 V/cm. Como la amplitud U crece linealmente con el campo eléctrico externo \mathbf{E} . Esta nos da una razón de $U/E \sim 1.19 \times 10^{-2}$ cm. El mínimo de la señal eléctrica sin un campo eléctrico externo fue obtenido en (0,1,0) mm, con un valor de $U_2 = -39.8$ mV. De acuerdo a la relación de U/E la amplitud mínima es anulada con una intensidad de 3.35 V/cm, lo que significa que un número equivalente de carga debido a su alta movilidad fue removida del plasma por el campo externo, lo que implica que el potencial eléctrico en la punta de la sonda sin un campo eléctrico externo en (0,1,0) mm es $\phi_{(0,1,0)} = -0.335$ Volts.

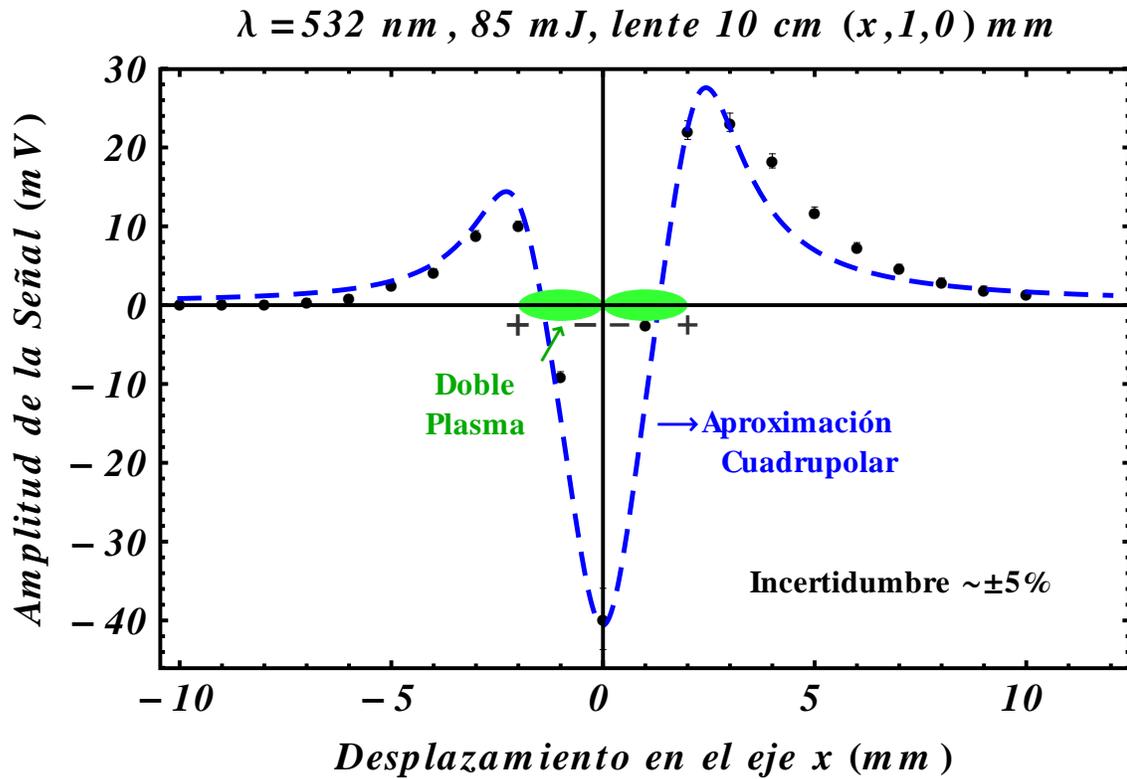


Figura 4.10: (Color en formato electrónico) Amplitud máxima de la señal eléctrica en la componente x $U(x)$. La distribución del potencial eléctrico a $y = 1 \text{ mm}$ del plasma corresponde a una distribución de cargas con estructura cuadrupolar, los datos experimentales se muestran con puntos, y la curva de ajuste con una línea discontinua. Plasma inducido por láser en aire con pulsos de 532 nm , energía incidente del pulso láser 85 mJ , y sin campo eléctrico externo (0 V).

Sustituyendo $\phi_{(0,1,0)}$ en la ecuación (4.4) las cargas deducidas fueron $q_1 = 4.55 \times 10^{-14}$ C, $q_2 = -3.76 \times 10^{-14}$ C, $q_3 = -q_4 = 3.27 \times 10^{-14}$ C. El momento dipolar total esta dado por $d = \sum_i q_i l_i$; entonces el momento dipolar de la contribución de los dos dipolos en el plasma fue $d = d_1 + d_2 = (1.92 - 3.68) \times 10^{-17}$ C · m, donde d_1 , y d_2 son los momentos dipolares en el primero y segundo núcleos del plasma, con desplazamientos dipolares de $l_1 = 2.25 \times 10^{-3}$, y $l_2 = -2 \times 10^{-3}$ m, respectivamente, tal como fueron ajustadas las cargas en la figura 4.10.

$\lambda = 532$ nm , 85 mJ, lente 10 cm , (x,1,0) mm

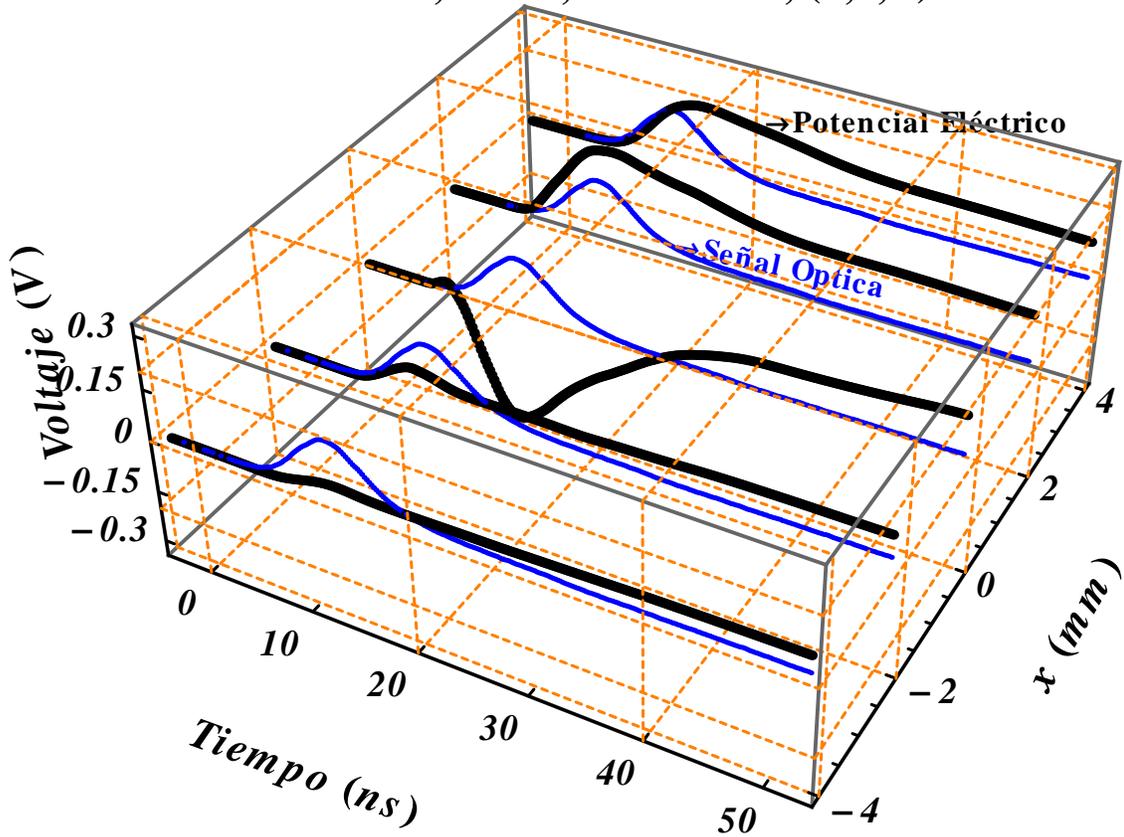


Figura 4.11: (Color en formato electrónico) Resultados del potencial eléctrico del 532 nm LIP en aire, obtenido a través de integración numérica de las señales eléctricas con la sonda colocada a un milimetro del plasma ($y = 1$ mm) en $x = -4, -2, 0, 2, 4$ y $z = 0$ mm (líneas gruesas) y la señal óptica (líneas finas). Energía incidente del pulso láser 85 mJ, y sin campo eléctrico externo (0 V).

Las mediciones del potencial del campo eléctrico del plasma inducido por láser

para los casos en los que se usan pulsos de 532 y 355 nm y enfocando 40 mJ de energía incidente con una lente de 10 cm, se muestran en la figura 4.12, puntos cuadrados (■) y circulares (●), respectivamente. Los resultados experimentales también muestran una distribución cuadrupolar similar a la observada para el caso de 532 nm y 85 mJ. El ajuste del potencial para 532 nm y 40 mJ se muestra con la línea discontinua de trazos largos. El mejor ajuste se encontró con los siguientes valores en la ecuación 4.4: $q_1 = 55$ u.a., $q_2 = -48.4$ u.a., $q_4 = -q_3 = 30$ u.a., $a_1 = 1$ mm, $a_2 = \epsilon$ mm, $a_3 = -\epsilon$ mm, $a_4 = -1.1$ mm. Por lo tanto, la carga en el sistema internacional de unidades fueron $q_1 = 5.33 \times 10^{-14}$ C, $q_2 = 4.69 \times 10^{-14}$ C, y $q_4 = -q_3 = 2.91 \times 10^{-14}$ C. La magnitud del momento dipolar fue de $(2.13 - 1.49) \times 10^{-17}$ C · m. Por otro lado, con pulsos de 355 nm y 40 mJ el ajuste del potencial se muestra con la línea discontinua de trazos cortos. Los valores para el mejor ajuste fueron $q_1=26$ u.a., $q_2 = -18.2$ u.a., $q_4 = -q_3 = 2.5$ u.a., $a_1 = 0.75$ mm, $a_2 = -(0.5-\epsilon)$ mm, $a_3 = -(0.5+\epsilon)$ mm, $a_4 = -1$ mm. Entonces, la carga en unidades del S.I. son $q_1 = 3.29 \times 10^{-14}$ C, $q_2 = 2.31 \times 10^{-14}$ C, $q_4 = -q_3 = 3.17 \times 10^{-15}$ C. La amplitud del momento dipolar eléctrico es $d = (3.96 - 2.73) \times 10^{-17}$ C · m.

Los diagnósticos ópticos de fotografía de sombras, de fotografía de alta velocidad para las longitudes de onda de 532 y 355 nm (véase secciones 3.2 y 3.3), y los diagnósticos del campo eléctrico para las condiciones experimentales mencionadas en esta sección, muestran un desarrollo similar del plasma inducido por láser, que resulta en la formación de una distribución cuadrupolar, indicando que la aberración óptica juega un papel importante en la formación y la estructura del potencial eléctrico y los procesos físicos fundamentales. Por tanto, la aberración de la lente puede ser la explicación de los resultados contradictorios en la literatura, por ejemplo Kabashin y Nikitin [32], no encontraron diferencia en $\lambda = 532$ y 1064 nm. Además, explican que para ambas longitudes de onda, el plasma genera una distribución de carga cuadrupolar, en los niveles de irradiancia utilizados por nosotros en el rango de $\sim (10^{11} - 10^{12})$ W/cm², la magnitud del momento dipolar total fue de un orden de magnitud inferior a la correspondiente estructura dipolar obtenida mediante un láser Nd:YAG de 1064 nm y 10 ns al FWHM (véase sección 4.2 y referencia [96]), lo anterior puede deberse a los dos dipolos opuestos de la estructura cuadrupolar.

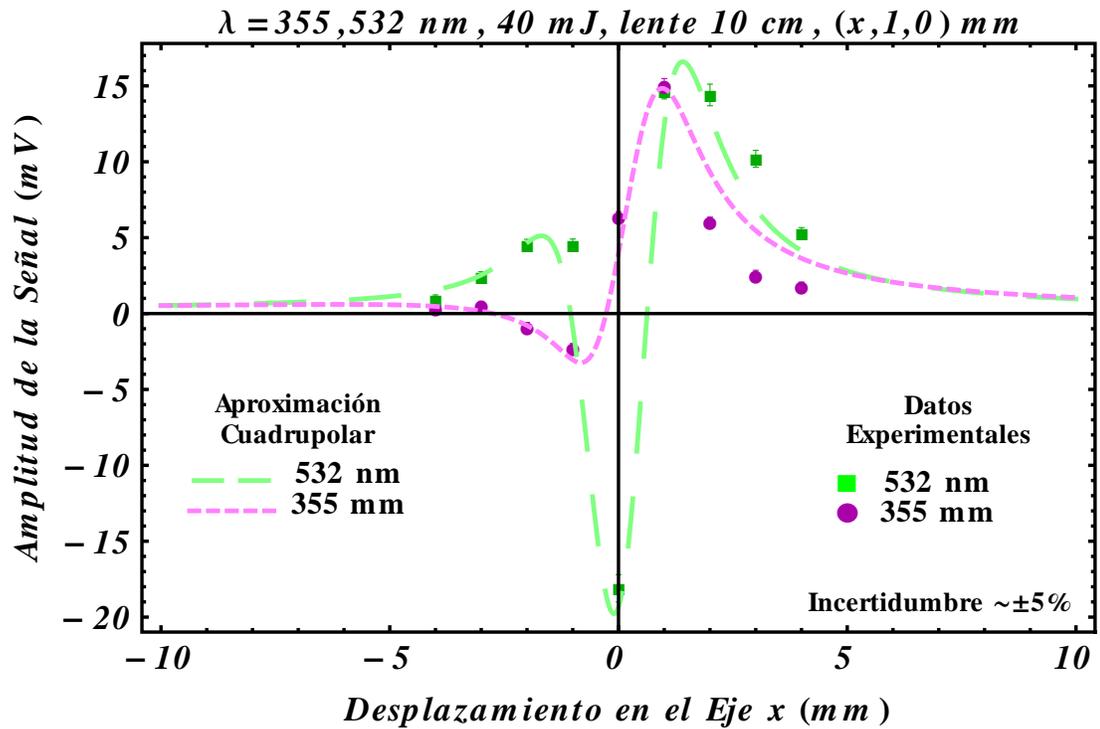


Figura 4.12: (Color en formato electrónico) Distribución del potencial del campo eléctrico para los plasmas inducidos en aire usando pulsos del segundo y tercer armónicos con energía incidente de 40 mJ y sin campo eléctrico externo (0 V). Los datos experimentales se muestran con puntos cuadrados para 532 nm, y circulares para 355 nm y las curvas de ajuste se indican con líneas a trazos grandes para 532 nm y cortas para 355 nm. La distribución de los potenciales eléctricos para ambas longitudes a $y = 1$ mm del plasma corresponden a distribuciones de cargas con estructura cuadrupolar.

4.4. Distribución del Potencial Eléctrico de un 1064 nm LIP en Aire con un Campo Eléctrico Externo

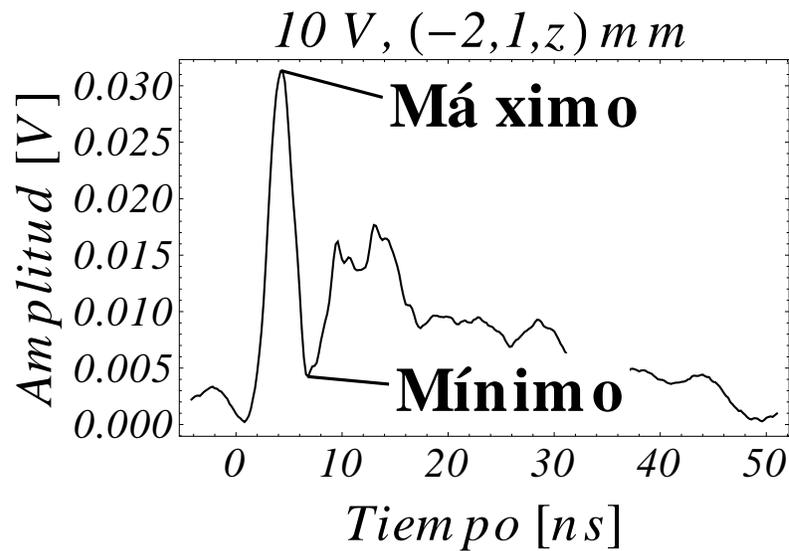


Figura 4.13: Aquí se muestra la típica señal eléctrica de un 1064 nm LIP en aire con su máximo y mínimo para un voltaje de 10 V

En esta sección presentamos resultados experimentales de la distribución y la variación del potencial eléctrico obtenido en las cercanías de un plasma inducido por un láser de 1064 nm en aire ante un campo eléctrico externo, tal como fue mencionado anteriormente en la sección 4.2, el plasma es centrado entre las placas de un capacitor de placas paralelas. El campo eléctrico aplicado entre los platos del capacitor fue de 0.25 V/cm a 1 kV/cm (esto es, una tensión entre placas de 1 V a 4 KV, manteniendo las placas a 4 cm entre ellas, salvo para experimentos de control). Aquí, la rápida variación del campo eléctrico del plasma es obtenida nuevamente con la punta de un cable coaxial (véase la figura 4.7) y se verificó otra vez que la señal obtenida no es debida al efecto fotoeléctrico. En nuestro grupo se ha trabajado con técnicas eléctricas aplicando un campo eléctrico externo [12,58,73], véase el capítulo 1, sección 1.6.

Las señales registradas por la sonda son una medida del cambio temporal del

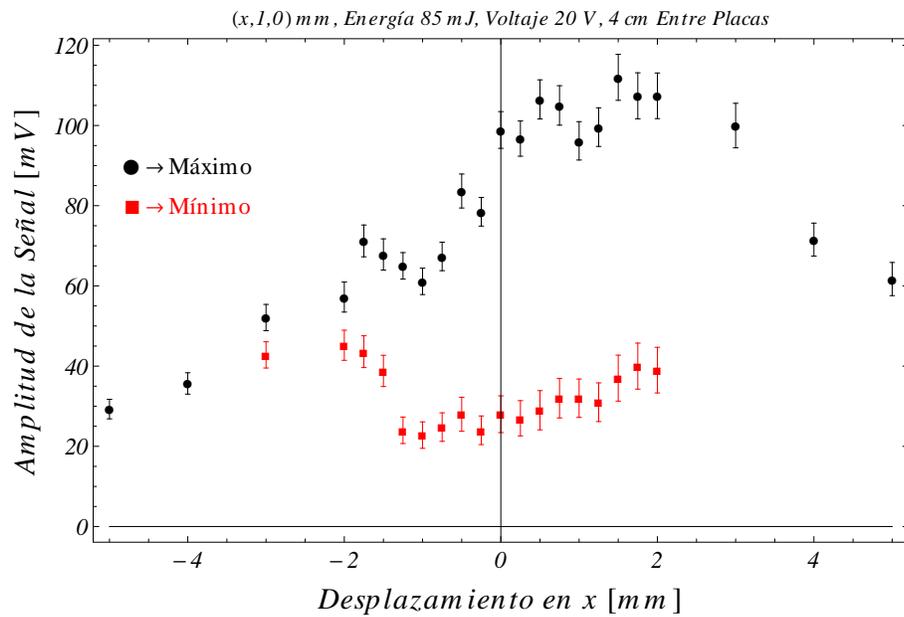
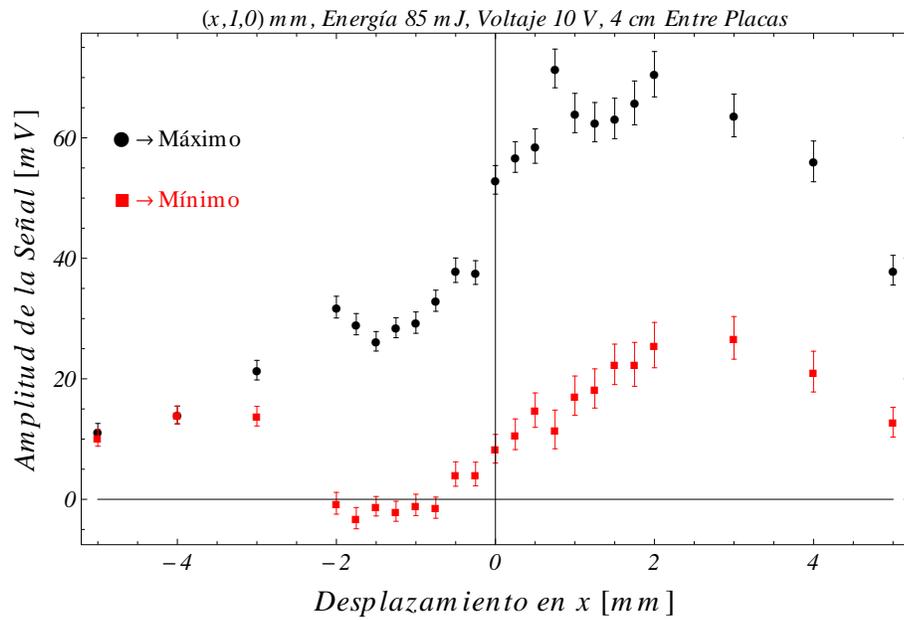
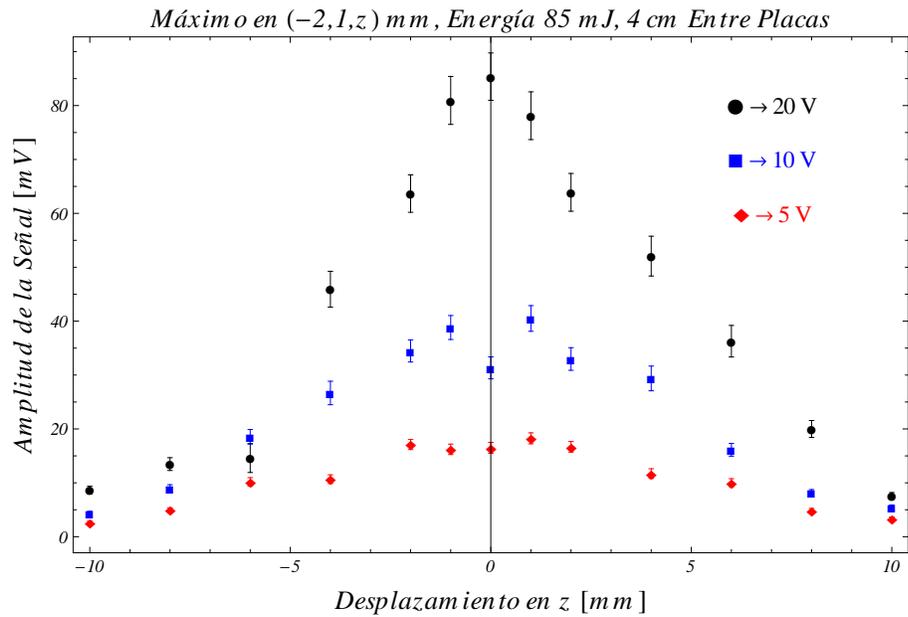
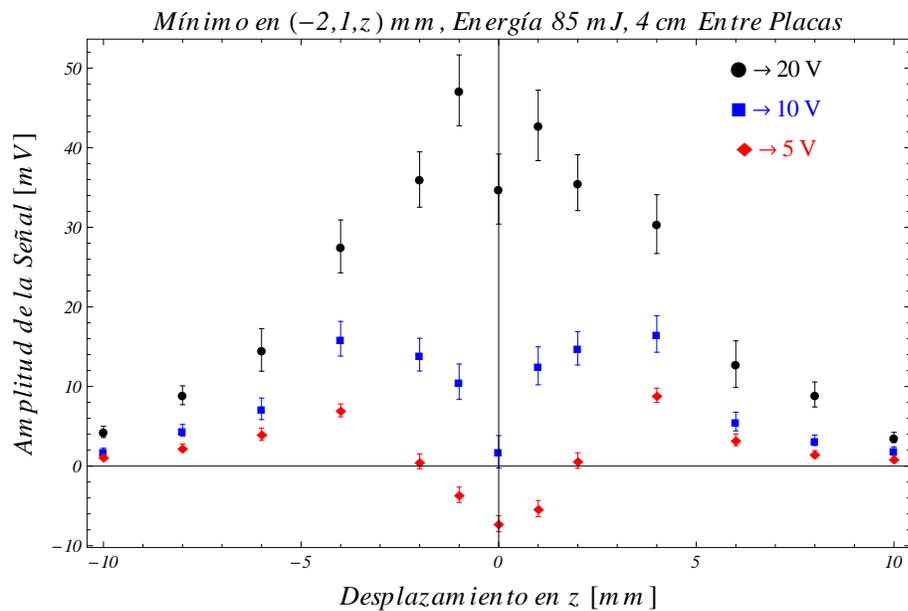


Figura 4.14: Distribución del potencial eléctrico a $y = 1$ mm del 1064 nm LIP en aire haciendo un barrido a lo largo de la componente x para una tensión entre las placas de b) 10 V y c) 20 V. Energía incidente del pulso láser 85 mJ y 4 cm entre placas.



a)



b)

Figura 4.15: Distribución del potencial eléctrico en $x=-2$ mm, $y = 1$ mm del 1064 nm LIP en aire haciendo un barrido a lo largo de la componente z para una tensión entre las placas de 5, 10 y 20 V. Energía incidente del pulso láser 85 mJ y 4 cm entre placas. En a) se muestra el mapeo de los máximos de la señal sobre $(-2, 1, z)$ mm y en b) el mapeo de los mínimos sobre $(-2, 1, z)$ mm.

potencial, determinado por la corriente que fluye a través de la resistencia del circuito sonda. Aquí el interés de aplicar un campo eléctrico externo \mathbf{E} es modificar el potencial eléctrico alrededor del LIP en aire y de esta manera estudiar la redistribución de cargas en la capa exterior del LIP que apantallan el campo externo. Para este propósito, uno de los objetivos es entender como se comporta la señal eléctrica espacial y temporalmente para diferentes intensidades del campo eléctrico externo (o diferentes tensiones entre las placas del capacitor). Cabe mencionar que en nuestro grupo hay gran interés por desarrollar técnicas que faciliten el diagnóstico del plasma aplicando un campo eléctrico externo, por ejemplo dentro de dichas técnicas se determinó la amplitud del potencial del campo eléctrico y la magnitud del momento dipolar del LIP sin un campo eléctrico externo (dc) involucrado (ver la sección 4.2).

Las señales en función del tiempo para una tensión aplicada entre las placas de 0 a 10 V y ubicando la sonda en (2,1,0) mm y (-2,1,0) mm, fueron mostradas en la sección anterior 4.4 véase las figuras 4.8 (a) y (b), respectivamente. En la figura 4.8 (b) se muestra que a los 2.5 V/cm la señal es prácticamente positiva, aunque aún presenta un mínimo definido. Para hacer el mapeo espacial del potencial eléctrico, se usan los extremos de la típica señal eléctrica obtenida ante un campo eléctrico externo, los cuales son usados para obtener la distribución del potencial. En la figura 4.13 se muestra la señal eléctrica, donde se indican su máximo y mínimo para un plasma inducido con pulsos de 1064 nm, aplicando una tensión entre placas de 10 V (85 mJ) y con la sonda ubicada en (-2,1,0) mm.

La dependencia de la señal en función de x $U(x, 1, 0)$ ante un campo eléctrico externo y uniforme, se presenta en la figura 4.14. Los resultados son obtenidos con la técnica de mapear con la punta de la sonda desplazándola sobre el eje x . Los puntos graficados representan el primer máximo y el primer mínimo de la señal eléctrica obtenida, puntos cuadrados (\blacksquare) y circulares (\bullet), respectivamente, (como se aprecia en la figura 4.13); en la figura 4.14 a) se muestran los resultados con una tensión aplicada de 10 V (un campo eléctrico de 2.5 V/cm), a esta tensión comienza a perderse la estructura negativa del potencial sobre el eje x , la amplitud máxima a esta tensión fue de 70 mV y en Fig. 4.14 b) la tensión que se aplicó entre las placas del capacitor fue de 20 V. A este voltaje la amplitud de la señal es solamente positiva y la presencia del mínimo en la señal va desapareciendo, la amplitud máxima sobre el barrido fue aproximadamente de 110 mV.

Continuando con el mapeo ante un campo eléctrico externo, esta vez se examina

la dependencia de la señal en función de z , (véase la figura 4.13 donde se muestra la típica señal eléctrica con su máximo y mínimo para un voltaje de 10 V entre placas con la sonda ubicada en $(-2,1,0)$ mm). La amplitud de la señal $U(-2, 1, z)$ para una tensión de 5, 10 y 20 V se exhibe en la figura 4.15 a) para los máximos de la señal y en la figura 4.15 b) para los mínimos. Se observa que a 5 V aún persiste una estructura negativa, y para una tensión mayor de 10 V la estructura del potencial es positiva.

Si ahora aumentamos la tensión entre las placas del capacitor (4 cm entre ellas), la forma de la señal eléctrica para tensiones superiores a 100 V muestra gran similitud, tanto para la sonda ubicada en $(2,1,0)$ mm como en $(-2,1,0)$ mm, como puede verse en las figuras 4.16 aplicando una tensión entre 100 a 1000 V y en la figura 4.17 entre 100 a 800 V respectivamente; en ambos casos las señales son totalmente positivas y estas señales tardan en extinguirse ~ 50 ns. Para el caso de la señal obtenida ubicando la sonda en $(-2,1,0)$ mm, observamos que el mínimo que se muestra en la figura 4.8 (b) (o en la figura 4.13) ya no aparece en la figura 4.17. Lo anterior significa que para un campo eléctrico de externo de 25 V/cm, el potencial intrínseco del plasma (sin campo eléctrico externo) en $(-2,1,0)$ mm es insignificante.

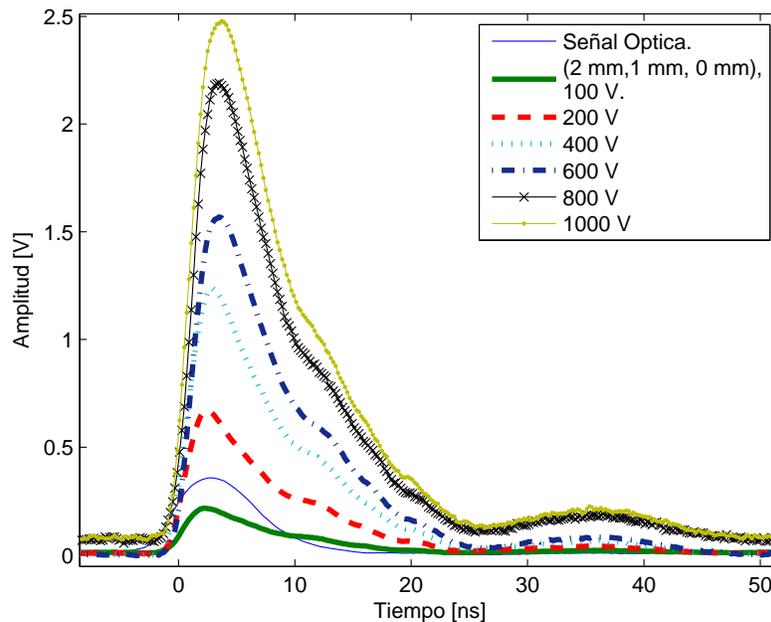


Figura 4.16: Señal eléctrica obtenida con el cable coaxial ubicando la sonda en $(2,1,0)$ mm. Energía incidente del pulso láser 85 mJ, 4 cm entre placas de 100 a 1000 V.

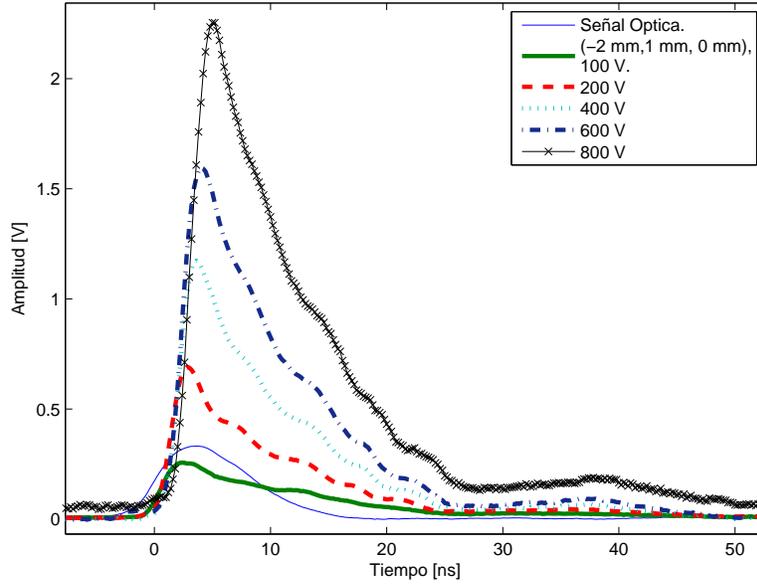


Figura 4.17: Señal eléctrica obtenida con el cable coaxial ubicando la sonda en (-2,1,0) mm. Energía incidente del pulso láser 85 mJ, 4 cm entre placas con una tensión entre platos de 100 a 800 V.

En la figura 4.18 se presentan los resultados de la dependencia de la señal eléctrica $U(x, 1, 0)$ en función de x , obtenidos al hacer el mapeo con la punta de la sonda sobre el eje x , aplicando una tensión de 1000 V entre las placas del capacitor. La amplitud máxima alcanzada para esta tensión sobre el eje x fue de ~ 2.8 V. La estructura del potencial eléctrico a lo largo del eje x nos muestra una estructura que asemeja a un “volcán”. Dicha curva se ajustó con una distribución lineal y uniforme de cargas positivas (línea a trazos), dada por la siguiente expresión

$$\phi(x, 1, 0) = \sum_{j=-50}^{150} \frac{q}{\sqrt{1^2 + (x - 2 + 0.01j)^2}} + \sum_{j=-12}^{150} \frac{0.8q}{\sqrt{1^2 + (x + 2 - 0.01j)^2}}, \quad (4.5)$$

donde el mejor ajuste para las 201 cargas del primero y 163 cargas del segundo término de la ecuación (4.5) fueron $q = 12.5$ u.a. y $0.8q = 10$ u.a., respectivamente. La menor densidad de carga del lado negativo de la distribución refleja la presencia del potencial inicial, dado por la estructura dipolar intrínseca, que se forma a lo largo del eje x sin campo eléctrico externo, ver figura 4.3.

La amplitud de la señal U como función de z en (2,1, z) mm, se presenta en la

(x,1,0) mm, 85 mJ, 1000 V, 4 cm
Amplitud (mV)

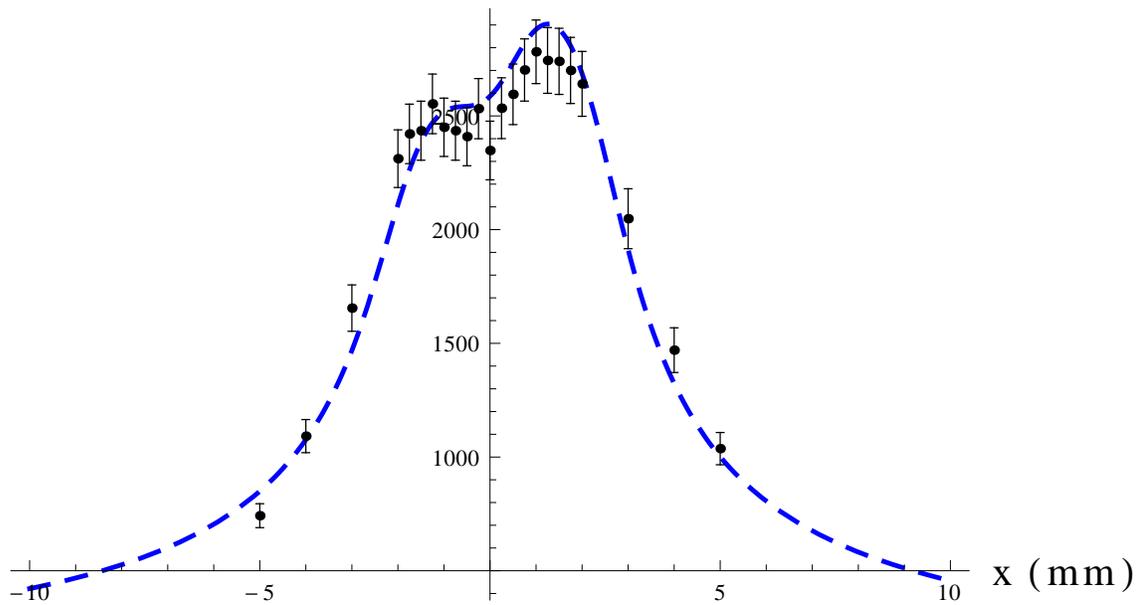


Figura 4.18: Distribución del potencial eléctrico a $y = 1$ mm del plasma haciendo un barrido a lo largo de la componente x y una aproximación con una distribución lineal de cargas positivas. Energía incidente del pulso láser 85 mJ, 4 cm entre placas a 1000 V de tensión.

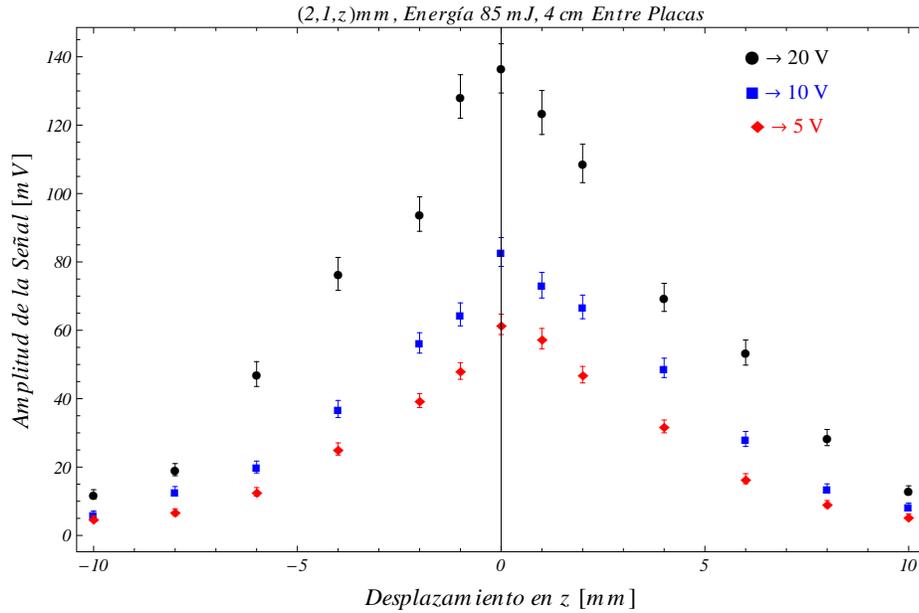


Figura 4.19: Amplitud de la señal de la sonda en la componente z . Energía incidente del pulso láser 85 mJ, tensión entre las placas 5, 10 y 20 V, posición de la sonda $(2,1,z)$ mm.

figura 4.19. El voltaje suministrado entre placas es de 5, 10 y 20 V, aquí la señal no presenta mínimos, por lo que sólo se muestran los resultados de la amplitud máxima de la señal a lo largo de la componente z y la estructura del potencial es totalmente positiva. En la figura 4.20 tenemos los resultados de la amplitud de la señal U en $(-2,1,z)$ y $(2,1,z)$ mm para una tensión entre placas de 1000 V, en ambos casos la estructura es positiva.

La amplitud U en función de la intensidad del campo eléctrico E tiene una dependencia lineal, la pendiente o tasa de crecimiento U/E fue aproximadamente de 1.1×10^{-2} cm. En la figura 4.21 presentamos los resultados de esta relación lineal con las condiciones estándares, ubicando la punta del cable coaxial en $(2,1,0)$ mm.

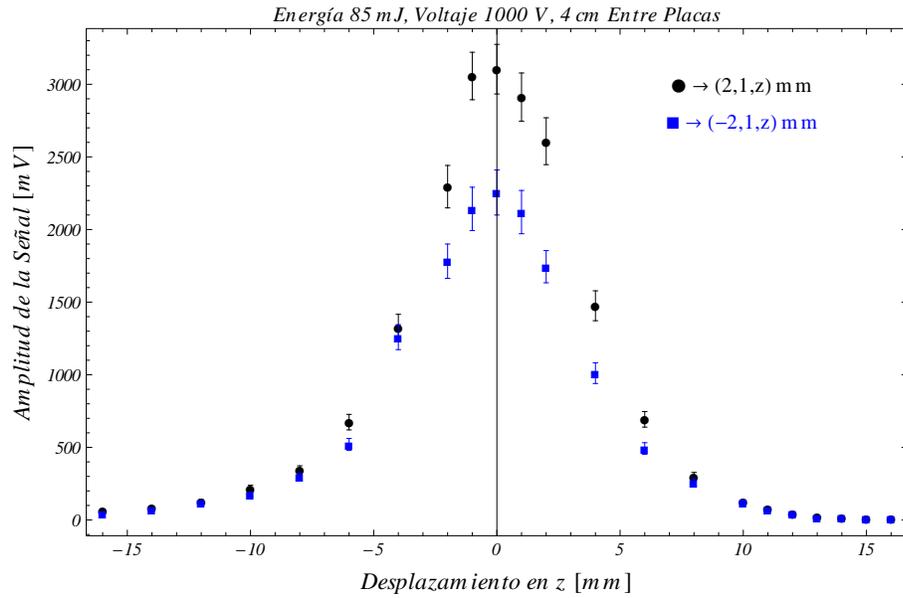


Figura 4.20: Amplitud de la señal de la sonda en la componente z. Energía incidente del pulso láser 85 mJ, tensión 1000 V, posición de la sonda $(-2,1,z)$ mm y $(2,1,z)$ mm.

• *Máximo, $(2,1,0)$ mm, $\lambda = 1064$ nm, 85 mJ.*

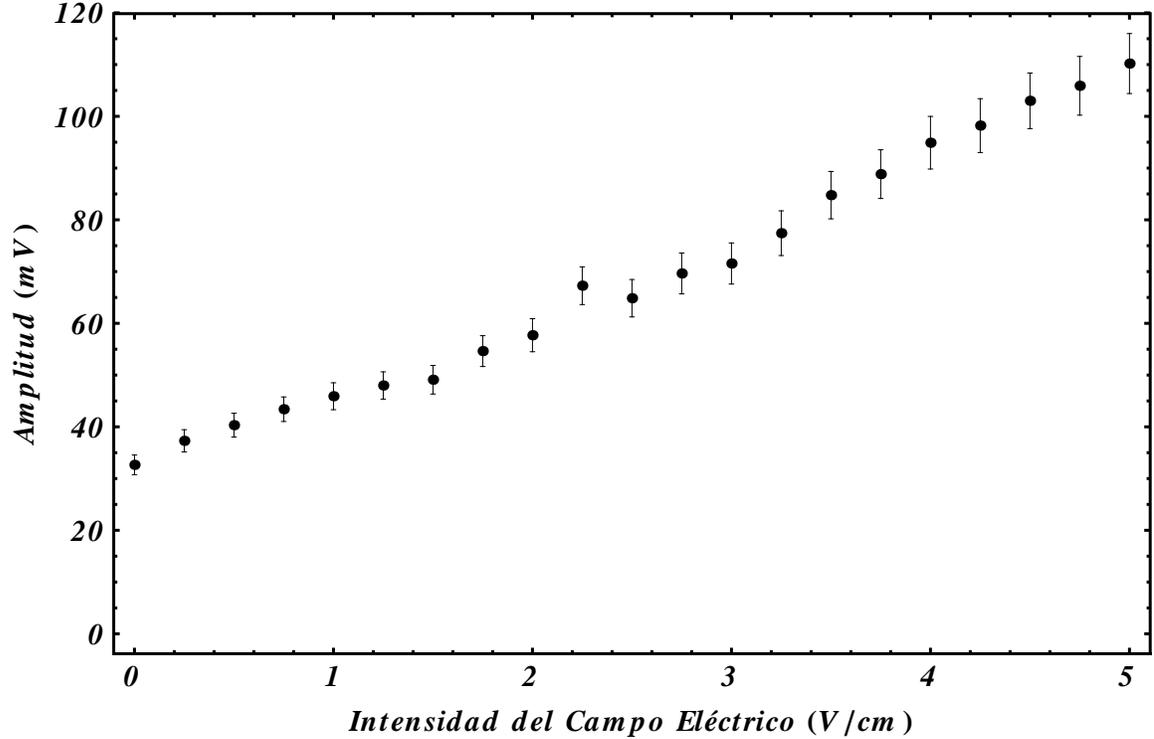


Figura 4.21: Amplitud de la señal de la sonda como función del voltaje entre las placas. Energía incidente del pulso láser 85 mJ, 4 cm entre placas, posición de la sonda $(2,1,0)$ mm.

4.5. Modelo de la Estructura Temporal del Potencial Eléctrico de un 1064 nm LIP en Aire

Se sabe que sin la presencia de un campo eléctrico externo el plasma inducido por láser de pulsos de 1064 nm presenta un dipolo eléctrico, debido al rompimiento generado por el pulso láser, produciéndose N_0 electrones que se recombinan con el tiempo. El dipolo se forma y evoluciona en los primeros instantes de la formación del plasma y se puede escribir como

$$\bar{p}_0(t) = q(t)\bar{x}(t) = eN_0e^{-\lambda_0 t}\bar{x}(t), \quad (4.6)$$

donde λ_0 representa la tasa de decaimiento del proceso de recombinación de los electrones (esta dependerá del gas y la presión), $\bar{x}(t)$ representa el vector que va desde el centro de masa de la carga negativa al centro de masa de la carga positiva en la evolución del dipolo y está dado por

$$\bar{x}(t) = \left(x_0 + v_0 t - \frac{a_0 t^2}{2} \right) \hat{i}, \quad (4.7)$$

donde v_0 es la velocidad del frente de ionización, el cual es del orden de 2.2×10^7 a 7×10^7 cm/s [32, 73] y se debe al régimen de rompimiento de radiación-absorción, $a_0 = eE_p(t)/\mu$ es la aceleración de las cargas debido a la fuerza electrostática de restauración [97], E_p es el campo eléctrico debido al dipolo, $\mu = m_e m_{ion}/(m_e + m_{ion})$ es la masa reducida del electrón y el ión y x_0 es una constante. Para simplificar el modelo aproximamos $a_0 \approx eE_0/\mu$ tomando en cuenta el rápido decaimiento de la carga dada por λ_0 , como se puede apreciar comparando con el tiempo que dura la señal de ~ 40 ns en la figura 4.2.

Si el rompimiento generado por un pulso láser está dentro de un campo eléctrico \bar{E} perpendicular al láser, el centro de gravedad de los electrones que se dispersan no coincide con el centro de gravedad de los iones, de los cuales salieron dichos electrones. Entonces estos centros se apartan en la dirección del campo (eje z) y chocan continuamente, por lo que su velocidad media se puede escribir como

$$v_m^e = \frac{eE}{m_e} \tau_m^e, \quad (4.8)$$

donde τ_m^e es el tiempo medio entre colisiones electrón-ión. Los iones también se

desplazan con una velocidad media dada por

$$v_m^i = \frac{eE}{m_{ion}} \tau_m^i, \quad (4.9)$$

donde τ_m^i es el tiempo medio entre colisiones ión-ión dado que la colisión ión-electrón no le resta velocidad al ión. Los “centros de gravedad” se separan en función del tiempo como

$$\bar{d}_1 = e\bar{E} \left(\frac{\tau_m^e}{m_e} + \frac{\tau_m^i}{m_{ion}} \right) t, \quad (4.10)$$

pero si además consideramos un término de algunas partículas sin colisiones, estas se separan según

$$\bar{d}_2 = \frac{e\bar{E}}{2} \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_{ion}} \right) t^2 = \frac{e\bar{E}}{2\mu} t^2, \quad (4.11)$$

por lo que podríamos poner al vector desplazamiento \bar{d} en una combinación lineal de \bar{d}_1 y \bar{d}_2 en la forma

$$\bar{d} = (bt + ct^2) e\bar{E}, \quad (4.12)$$

donde b y c son constantes.

Por tanto el dipolo eléctrico creado por la redistribución de cargas en la parte externa al LIP ante la presencia del campo eléctrico externo [73], lo podemos escribir como

$$\bar{p}_E(t) = q(t)\bar{d}(t) = eN_0 e^{-\lambda_1 t} \bar{d}(t), \quad (4.13)$$

donde λ_1 representa la tasa de recombinación de los electrones cuando están dentro de un campo eléctrico. Si el desplazamiento de “los centros de gravedad” se rige de acuerdo con la ecuación (4.12), entonces el potencial eléctrico generado por el dipolo eléctrico de la parte externa del LIP en un punto del espacio será

$$V_1(\bar{r}, t) = \frac{\bar{p}_E \cdot \bar{r}}{r^3} = \frac{qd \cos \theta}{r^2} = \frac{eN_0 e^{-\lambda_1 t} e\bar{E} \cdot \bar{r} (bt + ct^2)}{r^3}, \quad (4.14)$$

donde θ es el ángulo entre el eje del dipolo y \bar{r} . De las ecuaciones (4.6) y (4.13) tenemos que el momento dipolar total, es

$$\bar{p}(t) = \bar{p}_E + \bar{p}_0, \quad (4.15)$$

entonces, el potencial debido a los dos dipolos estará dado por

$$\begin{aligned}
V_T(\bar{r}, t) &= V_1(\bar{r}, t) + V_0(\bar{r}, t) \\
&= \frac{(\bar{p}_E + \bar{p}_0) \cdot \bar{r}}{r^3} \\
&= \frac{eN_0 e^{-\lambda_1 t} e \bar{E} \cdot \bar{r} (bt + ct^2)}{r^3} + \frac{eN_0 e^{-\lambda_0 t} x(t) \hat{i} \cdot \bar{r}}{r^3}.
\end{aligned} \tag{4.16}$$

El campo eléctrico externo lo podemos escribir como $V/h\hat{k}$ donde V es el potencial entre las placas y h la distancia que las separa. También podemos escribir N_0 proporcional a la energía de rompimiento E_{bd} y usando (4.7) nos queda

$$\begin{aligned}
V_T(\bar{r}, t) &= \frac{ek_{bd}E_{bd}e^{-\lambda_1 t} e \frac{V}{h} \hat{k} \cdot \bar{r} (bt + ct^2)}{r^3} + \\
&\quad \frac{ek_{bd}E_{bd}e^{-\lambda_0 t} (x_0 + v_0 t - \frac{a_0}{2} t^2) \hat{i} \cdot \bar{r}}{r^3},
\end{aligned} \tag{4.17}$$

donde k_{bd} es una constante.

Entre la punta del cable coaxial y su malla existe una capacitancia C , que está en paralelo con la capacitancia interna del osciloscopio resultando una capacitancia total C_p ; si el cable coaxial está a un potencial V , C_p tendrá una carga $Q = C_p V$, por lo que la corriente que pasa a través del circuito estará dada por

$$I = \frac{dQ}{dt} = C_p \frac{\partial V}{\partial t}. \tag{4.18}$$

Por tanto la señal del osciloscopio U estará dada por IR , donde R es su resistencia interna (50Ω), esto es

$$U = IR = RC_p \frac{\partial V}{\partial t}. \tag{4.19}$$

Por lo tanto, derivando la ecuación (4.17) tendremos que la señal del osciloscopio estará dada por

$$\begin{aligned}
U(r, t) &= U_1(r, t) + U_0(r, t) \\
&= \left\{ V \left[\frac{RC_p e^2 k_{bd} E_{bd}}{hr^2} e^{-\lambda_1 t} (b + (2c - \lambda_1 b)t - \lambda_1 ct^2) \right] \hat{k} \right. \\
&\quad \left. \pm \frac{RC_p e k_{bd} E_{bd}}{r^2} e^{-\lambda_0 t} (v_0 - \lambda_0 x_0 - (a_0 + \lambda_0 v_0)t + \lambda_0 \frac{a_0}{2} t^2) \right] \hat{i} \cdot \frac{\bar{r}}{r}.
\end{aligned} \tag{4.20}$$

Escribiendo $\hat{r} = \frac{\bar{r}}{r}$, tenemos finalmente la siguiente expresión

$$U(r, t) = \left\{ V \left[\frac{e}{h} A e^{-\lambda_1 t} (b + (2c - \lambda_1 b)t - \lambda_1 c t^2) \right] \hat{k} + A e^{-\lambda_0(t-2)} (v_0 - \lambda_0 x_0 - (a_0 + \lambda_0 v_0)(t-2) + \lambda_0 \frac{a_0}{2}(t-2)^2) \right\} \cdot \hat{r}, \quad (4.21)$$

donde A , está dada por

$$A = \frac{RC_p e k_{bd} E_{bd}}{r^2}. \quad (4.22)$$

Le ecuación (4.21) describe el potencial de un plasma inducido por láser con un campo eléctrico uniforme perpendicular a dicho haz láser. En la ecuación se ve la dependencia lineal con la energía de rompimiento E_{bd} y del voltaje entre las placas V . Los resultados para 0, 10 y 500 V con la sonda ubicada en (-2,1,0) (mínimo del potencial U_0) y (2,1,0) mm (máximo del potencial U_0), son ajustados con la ecuación (4.21). Se pueden apreciar las gráficas en las figuras 4.22 y 4.23, donde se han tomado los siguientes valores numéricos, $A = 0.0365$, $\lambda_1 = 0.335$, $c = 0.518$, $b = 0.73$, $\lambda_0 = 0.184$, $x_0 = 2$, $v_0 = 0.52$ y $a_0 = -0.69$. Los valores corresponden a las siguientes cantidades $\lambda_1 = 3.35 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\lambda_0 = 1.84 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, $x_0 = 2 \text{ mm}$, $v_0 = 5.2 \times 10^7 \text{ cm/s}$ resultado que concuerda con los resultados experimentales obtenidos en [32, 73], $a_0 = 6.9 \times 10^{16} \text{ cm/s}^2$.

De los resultados experimentales que se muestran en la figura 4.17 a) y del modelo obtenido con la ecuación (4.21) podemos inferir que el potencial U_0 no depende de la tensión entre las placas, esto es, casi no es afectado por el campo eléctrico externo. La intensa ionización del aire de unos pocos milímetros de ancho alrededor del plasma tiene una excelente conductividad y los electrones son libres de moverse dentro de esta capa. Consecuentemente, cuando un campo externo es aplicado, las cargas se redistribuyen en esta capa exterior al plasma apantallando el campo y creando el dipolo externo; también se ha observado que la geometría del núcleo del plasma y la onda de choque resultan inalteradas ante el campo eléctrico externo [73, 74]. Cabe mencionar, que sólo a una energía apenas por encima del umbral de ruptura, la formación del plasma es inhibida con el campo eléctrico transversal. Por otra parte, por arriba del umbral de ruptura, el espectro y forma de las líneas espectrales no mostraron ninguna diferencia en presencia o ausencia del campo eléctrico externo en el intervalo de 5 ns a 2 μs en la región de 200 a 700 nm [58].

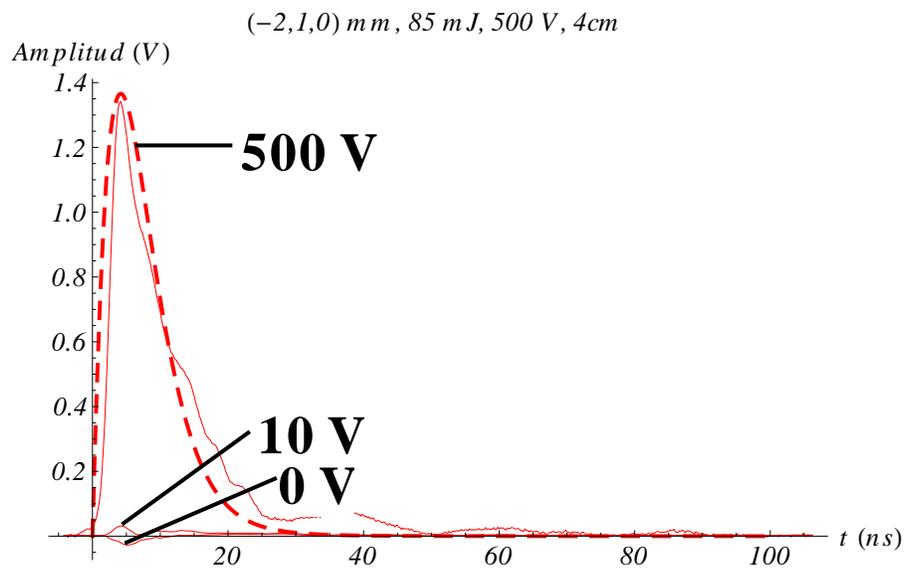
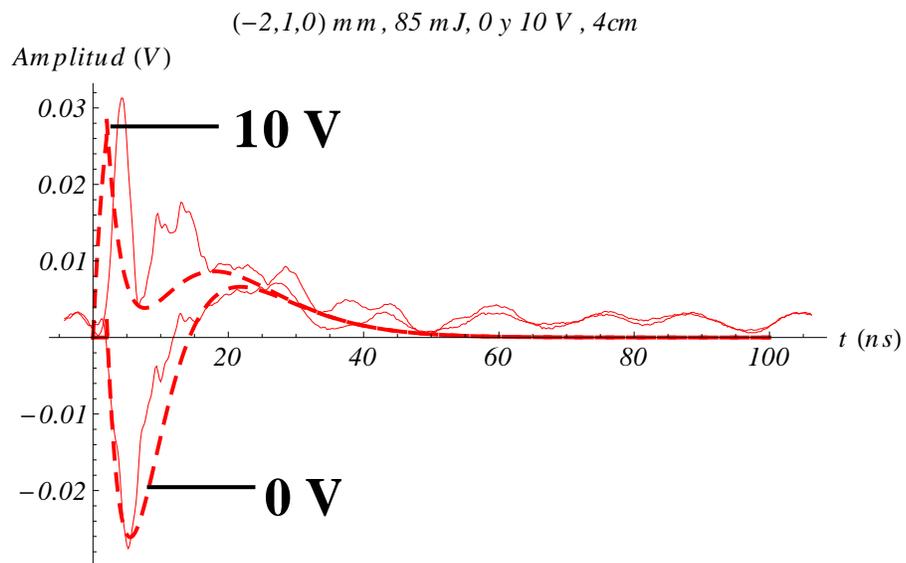


Figura 4.22: Señal eléctrica obtenida con el cable coaxial línea continua. Energía incidente del pulso láser 85 mJ, 4 cm entre placas, posición de la sonda (-2,1,0) mm, con una tensión de: a) 0 y 10 V; b) 500 V (figura derecha). La línea a trazos es el ajuste de la señal.

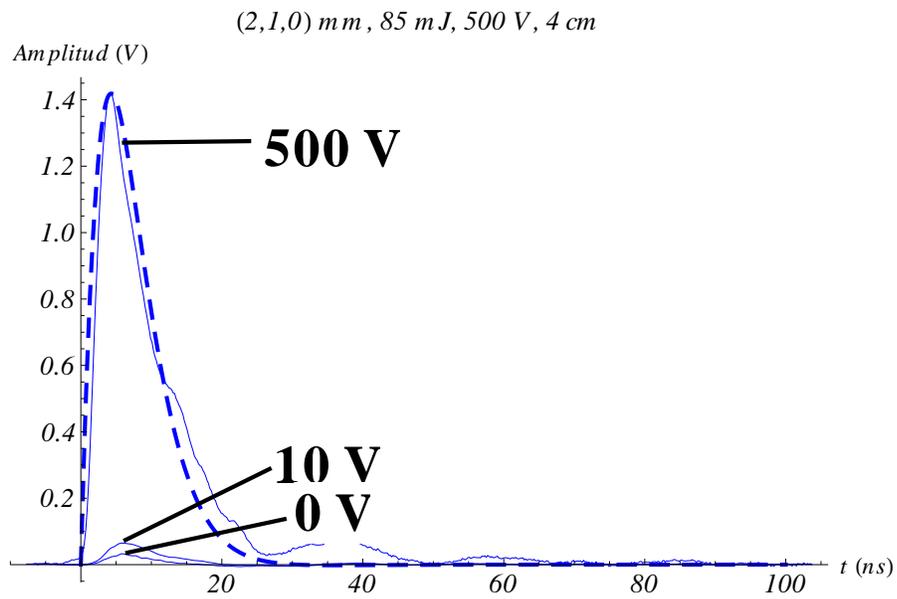
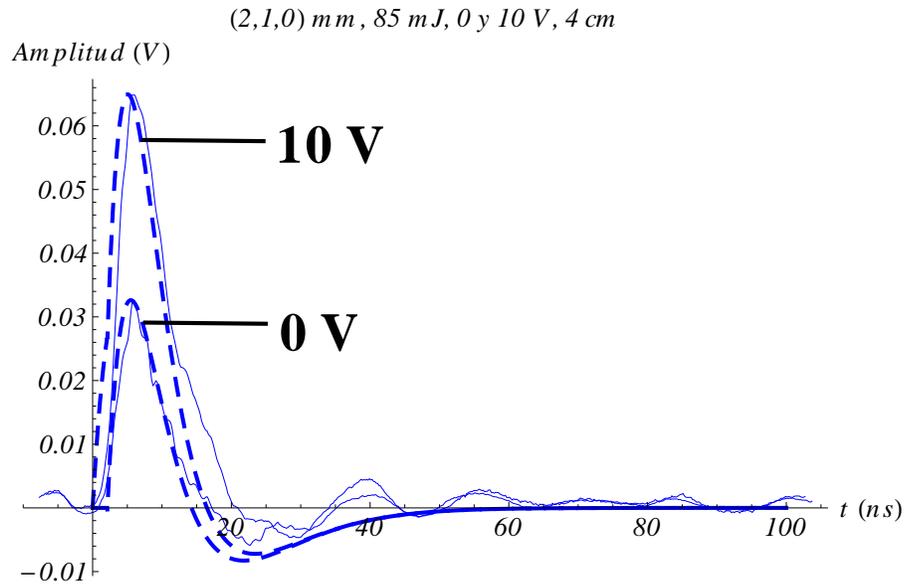


Figura 4.23: Señal eléctrica obtenida con el cable coaxial línea continua. Energía incidente del pulso láser 85 mJ, 4 cm entre placas, posición de la sonda (2,1,0) mm, con una tensión de: a) 0 y 10 V; b) 500 V. La línea a trazos es el ajuste de la señal.

Capítulo 5

Diagnósticos Magnéticos

Es mucho más fácil desintegrar un átomo que un prejuicio.

Albert Einstein

Un plasma inducido por láser es un fenómeno muy energético que genera sus propios campos eléctricos y magnéticos. En este capítulo se estudian los campos magnéticos espontáneos SMFs de los plasmas inducidos por láser producidos usando pulsos del fundamental y el segundo armónico de un láser Nd:YAG, los cuales son de 10 y 7 ns al FWHM, respectivamente. Los LIPs son creados en aire a ~ 770 mbar de presión atmosférica y enfocando los pulsos con una lente de 10 cm de distancia focal con una energía incidente de 85 mJ. Aquí las mediciones de la distribución espacial y temporal de los SMFs producidos por la rápida dinámica de los LIPs en aire (sin un campo eléctrico externo involucrado), fueron realizadas usando una sonda \dot{B} , tal como se muestra esquemáticamente en la figura 5.1 (véase el esquema general del experimento en el capítulo 2 figura 2.1 (a), donde esta sonda reemplaza la punta del cable coaxial). Este método general para diagnosticar campos magnéticos está basado simplemente en la forma integral de la ley de Faraday [81].

5.1. Diagnósticos Magnéticos de un Plasma Inducido por un Láser de 1064 nm en Aire

En esta sección estudiamos la distribución espacial y temporal del SMF de un 1064 nm LIP en aire. Las mediciones se realizaron utilizando una sonda \dot{B} , (véase

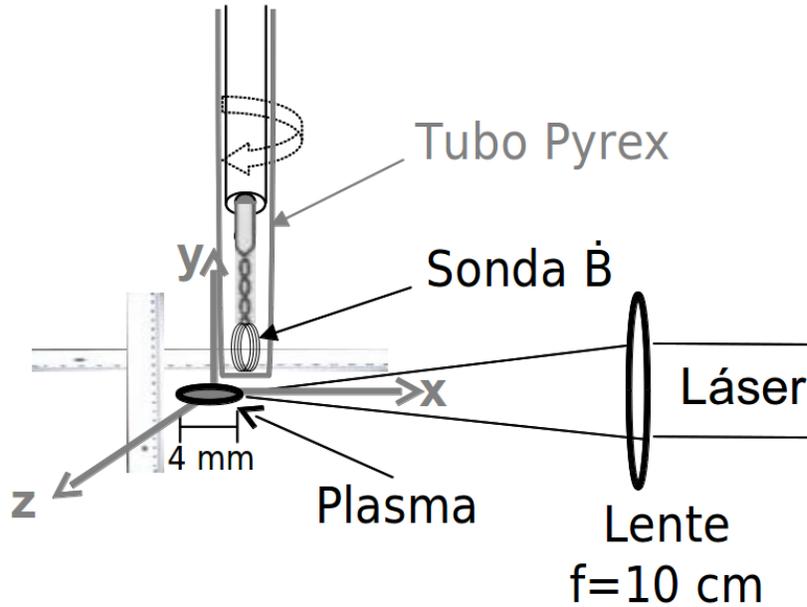


Figura 5.1: Detalle del esquema experimental para diagnosticar el campo magnético espontáneo, donde se muestra la sonda \dot{B} y la ubicación de los ejes coordenados (sin campo eléctrico externo).

la figura 5.1). La pequeña bobina de la sonda se coloca en $y = 1\text{ mm}$ sobre el plasma y $z = 0$, con el plano de la espira en el plano xy , con el fin de obtener el campo magnético azimutal. La evolución del campo magnético azimutal se muestra en la figura 5.2, el cual fue obtenido por integración numérica de las señales para 5 posiciones diferentes a lo largo del eje x . Estas señales se adquirieron para una orientación fija de la bobina en $x = -4, -2, 0, 2, \text{ y } 4\text{ mm}$ (líneas negras o líneas gruesas). El perfil temporal del pulso láser detectado también se muestra en esta figura (líneas azules o líneas finas).

La polaridad de la señal obtenida con la sonda \dot{B} nos provee la dirección del campo magnético concéntrico. A lo largo de la extensión del plasma, entre $x = -2\text{ mm}$ y $x = 2\text{ mm}$, encontramos que la corriente en la sonda \dot{B} es unidireccional, mostrando que la corriente es siempre positiva. Lo anterior corrobora la distribución dipolar eléctrica que se discutió anteriormente (véase la sección 4.1), donde las cargas positivas se acumulan en el lado positivo del eje x y las cargas negativas para el otro lado. Como muestra la figura 5.2, el campo magnético es más intenso en medio del plasma $x = 0\text{ mm}$, alcanzando su máximo valor $B = 13.25\ \mu\text{T}$ a los $\sim 20\text{ ns}$. En tanto que en los extremos del plasma las medidas obtenidas del SMF fueron de 6.8 y 9.35

$\lambda = 1064 \text{ nm}$, 85 mJ , lente 10 cm , $(x, 1, 0) \text{ mm}$

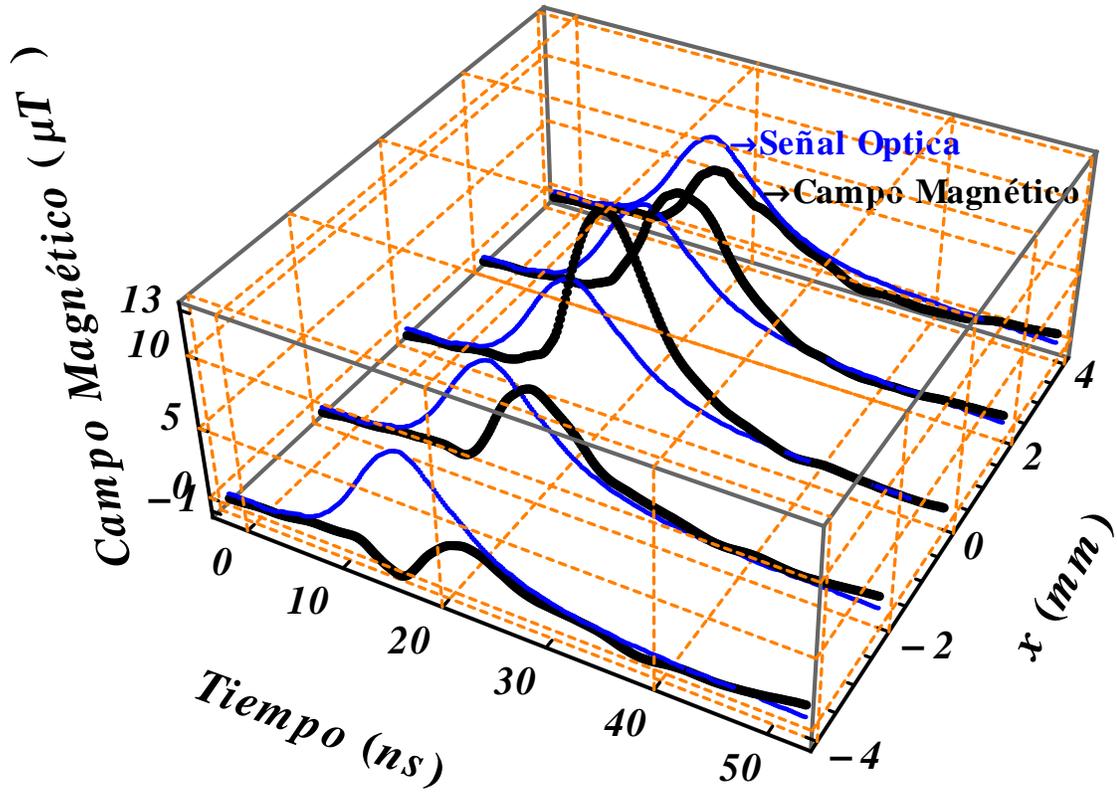


Figura 5.2: Campo magnético obtenido por integración numérica de la señal de la sonda \vec{B} , para 5 posiciones, a saber $x = -4, -2, 0, 2, 4 \text{ mm}$, $y = 1 \text{ mm}$ y $z = 0 \text{ mm}$, con el plano de la bobina en el plano xy (líneas negras o líneas gruesas) y el perfil temporal del pulso láser detectado (líneas azules o líneas finas); $\lambda = 1064 \text{ nm}$, energía incidente de pulso láser 85 mJ .

μT en $x = -2$, y 2 mm, respectivamente. La intensidad del campo es mayor en cero ($x = 0$ mm), y al mismo tiempo es máximo en el resto de los puntos, aunque con un valor más bajo. Esto nos indica que la corriente es debida a la generación espacial de cargas, y no a cargas como tal en movimiento. El resultado de la aparición y la aniquilación de iones en un orden sucesivo determinado resulta en una corriente no espacialmente constante. Dicha corriente se debe al efecto colectivo de las partículas, y no debido a un conjunto de partículas que viajan desde la parte frontal del plasma hasta el otro extremo del plasma.

Además, la sonda se hizo girar a diferentes ángulos en cada punto, con el fin de verificar que el campo magnético azimutal produjera el mayor flujo. Colocado el plano de la espira en el plano yz , se obtuvo una señal muy débil, indicando que el campo magnético transversal no es significativo y que a su vez nos muestra que el LIP posee un campo magnético principal azimutal sobre el eje del plasma (eje x), que concuerda con la corriente producida por la polarización dipolar del plasma. La duración temporal de la señal de la sonda \dot{B} y la del SMF, fueron del orden de ~ 40 ns.

La densidad de electrones estimada del plasma durante la interacción láser ($\sim 10^{-8}$ s) es de $n_e \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [29, 59]. Usando la ley de Ohm, la corriente eléctrica es $I = n_e A v Q = (0.12 - 0.23)$ A. Para calcular la corriente I se utilizó la velocidad de deriva o frente de ionización axial $v = (3.75 \times 10^7)$ cm/s, y el área de la sección transversal promedio $A = \pi r^2$, donde $r = (2.5 - 3.5) \times 10^{-2}$ cm. Tales valores se obtuvieron con las técnicas de imagen descritas en la sección 3.1. En analogía aplicando la ley de Ampere a un alambre largo y recto, tal corriente eléctrica equivalente da un campo magnético de $(11.2 - 21.4) \mu T$, el cual corresponde al campo magnético que obtuvimos.

5.2. Diagnósticos Magnéticos de un Plasma Inducido por un Láser de 532 nm en Aire

En esta sección estudiamos los campos magnéticos autogenerados de un 532 nm LIP en aire. Las mediciones de la distribución espacial y temporal de los SMF se realizaron nuevamente con una sonda \dot{B} , (véase la figura 5.1). La figura 5.3 muestra la evolución del campo magnético azimutal obtenido por integración numérica de las señales escaneadas con una sonda \dot{B} . El mapeo se realizó a lo largo del eje x para

$\lambda = 532 \text{ nm} , 85 \text{ mJ} , \text{lente } 10 \text{ cm} , (x,1,0) \text{ mm}$

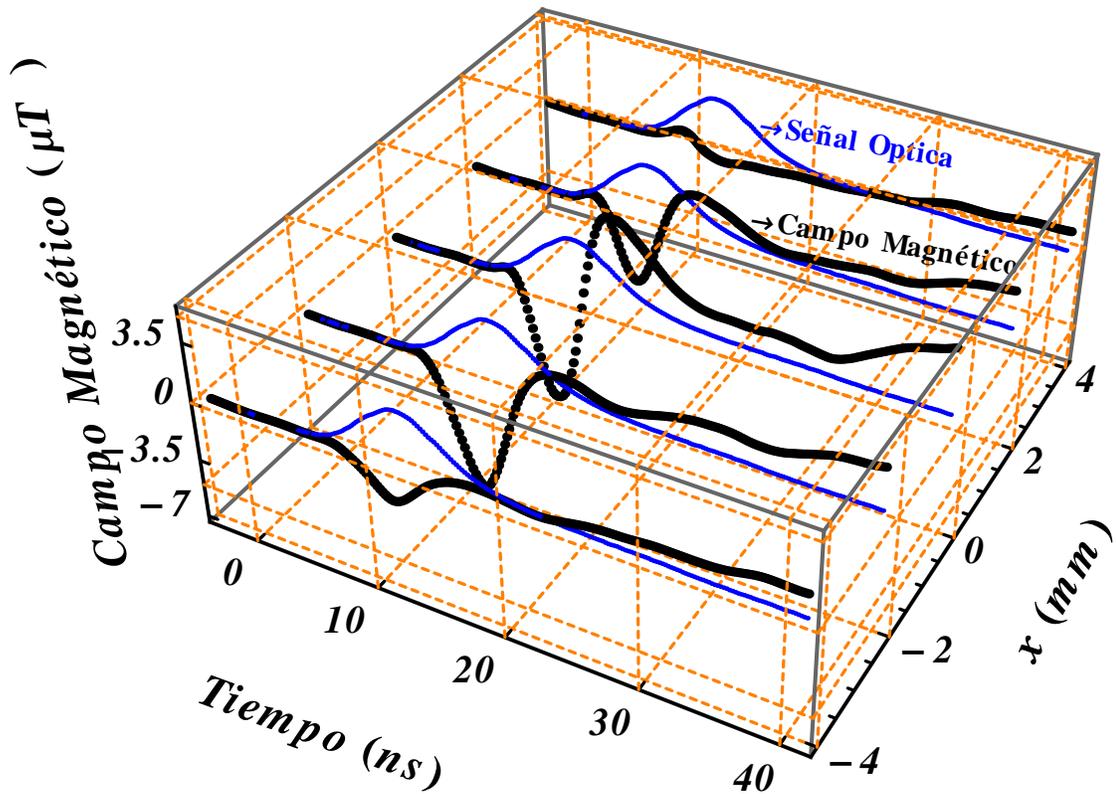


Figura 5.3: Campo magnético obtenido por integración numérica de la señal de la sonda \vec{B} , para 5 posiciones, a saber $x = -4, -2, 0, 2, 4$ mm, $y = 1$ mm y $z = 0$ mm, con el plano de la bobina en el plano xy (líneas negras o líneas gruesas) y el perfil temporal del pulso láser detectado (líneas azules o líneas finas); $\lambda = 532$ nm, energía incidente de pulso láser 85 mJ.

5 posiciones diferentes, $x = -4, -2, 0, 2$, y 4 mm. La pequeña bobina de la sonda se colocó a $y = 1$ mm sobre el plasma y $z = 0$, con el plano de la espira en el plano xy para obtener el campo magnético azimutal. Para dichos puntos espaciales mostrados en la figura 5.3, el campo magnético tuvo una oscilación que varió desde un mínimo de $B = -7.12 \mu T$ en ~ 11 ns hasta un máximo de $B = 5.34 \mu T$ en ~ 15 ns. El tiempo de duración de las señales de la sonda \dot{B} y la SMF, fueron de ~ 40 ns.

Los plasmas inducidos con pulsos de $\lambda = 1064$ nm en aire (con un solo núcleo), mostraron un campo magnético concéntrico y unidireccional, esto es, la corriente fue positiva a lo largo de la extensión del LIP, cargas positivas para un lado del LIP y cargas negativas para el otro, (véase la sección anterior 5.1 o en la referencia [96]). A diferencia, para pulsos de 532 nm el campo magnético azimutal del plasma de doble núcleo mostró una tendencia a cambiar la dirección en torno a su extensión. Resultados experimentales similares donde el SMF fue registrado integrando las señales obtenidas a través de dos bobinas inductivas idénticas, fueron obtenidos por V. I. Konov et al. [38], usando pares de pulsos de un láser CO_2 con irradiancias del orden de $I \sim 10^9 Wcm^{-2}$ para inducir la ruptura en aire. Ellos concluyen que el LIP tiene una estructura eléctrica cuadrupolar, debido al cambio en la dirección del SMF en los frentes delantero y posterior del LIP, los cuales son asociados con la presencia de corrientes opuestas en el plasma.

Nosotros inferimos que los cambios observados en la dirección del campo magnético autogenerado del plasma inducido con pulsos de 532 nm, son debidos a la contribución de ambos dipolos en cada núcleo de plasma que interactúan en sentidos opuestos. En cada uno de los dos núcleos del plasma tenemos corrientes de cargas positivas que corresponden a los frentes de ionización de los núcleos, que se mueven en sentido opuesto (véase los resultados de las técnicas ópticas capítulo 3, sección 3.2); el primero, se dirige hacia la lente y el segundo, en dirección del vector de propagación de onda. Estas corrientes generan sus propios SMFs opuestos, siendo estos concéntricos al eje del plasma, corroborando la distribución cuadrupolar eléctrica, donde la polarización es opuesta en ambos núcleos de plasma (véase capítulo 4, sección 4.3).

También, la sonda se giró a diferentes ángulos. Colocado el plano de la espira en el plano yz , se obtuvo una señal muy débil, de manera que el campo magnético transversal no es significativo y muestra que el 532 nm LIP posee un campo magnético azimutal a través del eje del doble plasma, aunque en éste se presenta una tendencia a cambiar de signo en los extremos del doble plasma. Por otra parte, para mostrar que las señales obtenidas con la sonda \dot{B} de los SMFs no son

afectadas por el campo magnético terrestre, para ello cambiamos la orientación o dirección del eje del haz láser, observando de este modo que dichas señales permanecen inalteradas.

Capítulo 6

Conclusiones

“Knowledge that does not rest on facts is superstition”.

Albert Einstein

En esta tesis se hizo una investigación experimental de la distribución espacial y temporal del potencial eléctrico y el campo magnético espontáneo (SMF) de los plasmas inducidos por láser (LIPs) en aire a presión atmosférica, para tiempos $t \leq 50$ ns, con y sin un campo eléctrico externo. En este trabajo los resultados fueron completados con técnicas de diagnóstico ópticas para obtener la evolución espacial y temporal del plasma. Se usó para formar el plasma un láser de Nd:YAG de 1064 nm, incluyendo su segundo y tercer armónicos (532 y 355 nm), con pulsos de 7 a 10 ns al FWHM, e irradiancias $I = (10^{11} - 10^{12}) W/cm^2$. Los pulsos fueron enfocados para producir el plasma, usando lentes de 3.8, 5, 10 y 15 cm de distancia focal.

En este trabajo los diagnósticos ópticos se realizaron con las técnicas de fotografía de sombras “*shadowgraphy*” y fotografía de alta velocidad. Dichas técnicas fueron llevadas a cabo con una cámara ICCD (“*Intensified Charge Coupled Device*”). Los diagnósticos del potencial del campo eléctrico y del campo magnético se realizaron haciendo mapeos en las cercanías del plasma, usándose la punta de un cable coaxial (de 1 cm de longitud y de 50Ω) y una sonda \dot{B} (de cuatro vueltas, diámetro de la bobina de 2.3 mm), respectivamente. Los resultados experimentales de la investigación se resumen de la siguiente manera:

A) El plasma inducido por láser de pulsos de 1064 nm (1064 nm LIP) en aire forma un solo núcleo de plasma. Sin un campo eléctrico externo (dc), dicho plasma genera una estructura dipolar intrínseca alineada con el eje del haz, el cual se

dirige en dirección opuesta al vector de Poynting. La media aritmética de las cargas negativas está en la parte trasera y la media de las cargas positivas en la parte frontal del 1064 nm LIP. [láser \rightarrow (+ -)]. Tal dipolo está constituido por cargas eléctricas que se crean y se recombinan, de tal manera que se parece a un dipolo en movimiento, donde el frente de ionización del plasma crece en forma asimétrica y se desplaza principalmente hacia la lente. Los diagnósticos magnéticos mostraron un campo magnético principal azimutal con respecto al eje principal del plasma, consistente con dicha estructura dipolar eléctrica.

B) Los plasmas inducidos por láser de pulsos de 532, y 355 nm, producen la ruptura en aire en varios puntos de la región focal generando un plasma con doble núcleo sobre el eje del láser, lo cual es debido a la aberración esférica de la lente. Como consecuencia de la formación de dos núcleos en el plasma, aparece una estructura cuadrupolar intrínseca sobre el eje del haz láser (sin un campo eléctrico externo). Tal estructura se compone de dos dipolos opuestos, cada uno de ellos en cada uno de los núcleos del plasma, en el que el primer dipolo apunta hacia la lente de enfoque [láser \rightarrow (+ -)(- +)]. El potencial eléctrico es positivo en ambos frentes de ionización axiales de cada núcleo de plasma (es positivo en el lado izquierdo del primer núcleo de plasma, y en el lado derecho del segundo plasma), los cuales se desplazan en sentidos opuestos; el primer núcleo de plasma (del lado de la lente) se dirige en sentido opuesto al vector de Poynting. El potencial eléctrico es negativo en medio de los dos núcleos del plasma, como resultado del incremento de la densidad de electrones en la capa de estancamiento del gas formada por la colisión de las ondas de choque entre los dos núcleos de plasma y la fuerza de Lorentz, que desvía a los electrones que escapan radialmente. En el caso de 532 nm LIP, el campo magnético azimutal al eje del haz láser, muestra una fluctuación que tiende a cambiar de signo en los extremos del plasma, corroborando la presencia de corrientes opuestas en los plasmas de doble núcleo y de estructura cuadrupolar eléctrica.

C) Las imágenes del plasma obtenidas con las técnicas ópticas empleadas, muestran diferencias entre los plasmas producidos por las tres diferentes longitudes de onda usadas, mostrando un plasma con un sólo núcleo para el fundamental y plasmas con doble núcleo para las frecuencias del segundo y tercer armónicos (532 y 355 nm). Por tanto, la aberración de la lente y la caústica de la lente juegan un papel importante en la formación de estas estructuras y los procesos físicos fundamentales, que podrían explicar los distintos resultados contradictorios en la literatura acerca de la distribución de cargas de los LIPs en aire durante la interacción del pulso láser.

D) El campo eléctrico externo \mathbf{E} nos permitió modificar el potencial eléctrico alrededor del LIP en aire. De esta manera se determinó la amplitud del potencial del campo eléctrico y la magnitud del momento dipolar del LIP sin un campo eléctrico externo (dc) involucrado. Para valores del campo eléctrico externo mayores a 2.5 V/cm, la señal eléctrica obtenida con la sonda (punta de cable coaxial) resultó positiva, y para valores superiores a 25 V/cm el potencial eléctrico presentó una estructura dipolar con su momento alineado con el campo externo. La ionización por radiación ultravioleta en la parte exterior al plasma, produce un dipolo que se alinea con el campo externo y que es debido a la redistribución de cargas en la capa exterior del LIP, de tal manera que el campo eléctrico es apantallado [73,74]. Al aplicar un campo eléctrico externo podemos tener señales más grandes, con más de un orden de magnitud facilitando el diagnóstico del plasma.

E) Se obtuvo una fórmula del potencial eléctrico de los LIPs en aire producidos con pulsos de 1064 nm (de estructura dipolar), que describe la señal eléctrica obtenida por el cable coaxial, con y sin un campo eléctrico externo. Esta fórmula se ajusta muy bien a los resultados experimentales, incluso con tensión baja entre las placas (por ejemplo de 1 a 30 V). La fórmula muestra que la amplitud de la señal tiene una dependencia lineal con el voltaje aplicado en el capacitor, también es lineal con la energía usada para generar el rompimiento en aire y es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia entre el plasma y la punta del cable coaxial. De este modelo y de los resultados, se demuestra que el potencial inicial del plasma V_0 casi no es afectado por el campo eléctrico externo perpendicular, siempre y cuando el plasma se forme por arriba del umbral de ruptura. Para valores superiores a 25 V/cm el segundo término de la ecuación (4.21) es despreciable; dicho término corresponde al potencial del dipolo intrínseco V_0 (sin campo eléctrico externo dc).

F) El uso de varias técnicas: eléctricas, magnéticas y ópticas corroboran y ayudan a validar nuestros resultados de la distribución eléctrica de los LIPs en aire.

Dentro de lo relevante, presentamos un estudio de la generación de estructuras espacio-temporales del potencial eléctrico (bajo la acción o en ausencia de un campo eléctrico externo) y del campo magnético espontáneo en las cercanías de un LIP en aire, con pulsos de nanosegundos, con longitud de onda de 1064, 532 y 355 nm y para tiempos $t < 50$ ns (durante la interacción del pulso láser). Aquí usamos técnicas de diagnóstico relativamente simples, en donde se hacen mediciones eléctricas y magnéticas junto con fotografía de sombras y de alta velocidad. Entre estas técnicas se proporciona un nuevo método de medición para determinar la ampli-

tud del potencial del campo eléctrico y la magnitud del momento dipolar intrínseco del LIP. Por otra parte, hay relativamente pocos estudios de plasmas inducidos por láser de aire para tiempos $t < 50$ ns. El análisis de nuestros resultados nos pueden dar considerable información acerca de las propiedades microscópicas del plasma y puede aportar elementos para entender los mecanismos que llevan a la separación de las cargas y la expansión del plasma durante su formación, por la absorción de la energía del pulso de láser. En contraparte, las técnicas de caracterización espectroscópicas tales como espectroscopía de rompimiento inducida por láser (LIBS), resultan muy difíciles de llevar a cabo y sus mediciones no pueden ser analizadas para tiempos menores de 60 ns. Otro punto relevante de este trabajo es que en la literatura hay poca información del diagnóstico del campo magnético de los LIPs y resulta fundamental para corroborar el tipo de estructura del potencial eléctrico de los LIPs, ya sea de tipo dipolo o cuadrupolar. En relación con nuestras mediciones del campo eléctrico y magnético ambas resultaron consistentes entre sí. Por otra parte, no se ha reportado hasta el momento que, la estructura espacio-temporal del campo eléctrico difiera dependiendo si los LIPs en aire presentan la formación de un plasma con un solo núcleo (en nuestro caso generados por pulsos láser de 1064 nm) o de dos núcleos (en nuestro caso, estos plasmas fueron inducidos con pulsos de 532 o 355 nm). La distribución del potencial para plasmas de un solo núcleo, como fue mencionado anteriormente, corresponde a una estructura dipolar intrínseca sobre el eje del haz láser. En tanto que una estructura cuadrupolar obedece a la formación de plasmas en aire con doble núcleo sobre el eje del haz láser.

Sin embargo, no se ha entendido del todo los mecanismos de la descarga eléctrica creada y la física de la ruptura en gases durante la interacción del pulso láser. Para ello se tiene que hacer más estudios, a través de diagnósticos de los plasmas inducidos por láser para diferentes condiciones y parámetros experimentales, a los que se muestran en esta tesis. Por ejemplo, se requiere incrementar la energía de los pulsos láser de 355 nm para generar los plasmas y observar si continúa formándose la estructura de doble núcleo en el plasma, pues la máxima energía disponible para esta longitud de onda fue de 40 mJ por pulso. Otra posibilidad es estudiar los plasmas para el régimen de pulsos de picosegundos y femtosegundos. Se requiere investigar también los campos eléctricos y magnéticos espontáneos en una atmósfera controlada, cambiando la composición del gas ambiente (N_2 , O_2 , Ar , etc...) y la presión para comprender mejor dichos fenómenos.

Se tiene contemplado como trabajo futuro a esta tesis, aplicar un campo eléctrico

paralelo al eje del haz láser, dado que se ha observado un pequeño desplazamiento de la distribución del potencial eléctrico, el cual depende del sentido del campo eléctrico externo. Se requiere analizar las distintas fuerzas que separan las cargas en los LIPs para plantear un nuevo modelo que describa en forma más adecuada y nos de una mejor interpretación del potencial eléctrico de los LIPs. Los perfiles de intensidades asociados a las fotografías de alta velocidad, podrían servir como una herramienta importante para analizar la aberración esférica en futuros trabajos.

Por otra parte, se pueden estudiar procesos como la reducción de la atmósfera terrestre, así como su posible influencia en la síntesis orgánica, tal como ya se ha reportado en la literatura [10]. Otras perspectivas son incursionar en aplicaciones como simular relámpagos o explosiones de supernovas utilizando LIPs de doble núcleo. Estudiar los campos electromagnéticos generados en los procesos de la ignición de gases de combustión y estudiar la posibilidad de utilizar los campos eléctricos y magnéticos de los LIPs para aceleradores de partículas, propulsión láser y aplicaciones espaciales.

Bibliografía

- [1] E. Damon, and R. Tomlinson, “*Observation of ionization of gases by a ruby laser*”, Applied Optics, Vol. **2**, no. 5, pp. 546-547, 1963.
- [2] R. G. Meyerand, Jr., and A. F. Haught, “*Gas breakdown at optical frequencies*”, Phys. Rev. Lett. Vol., **11**, no. 9, pp. 401-403, Nov. 1963.
- [3] P. D. Maker, R. W. Terhune, and C. M. Savage, “*Optical third harmonic generation*”, Quantum Electronics, Proceedings of the 3rd International Conference, Paris, 1963, edited by P. Grivet and N. Bloembergen, Paris, Columbia University Press, New York, 1964, Vol. **2**, pp. 1559-1578.
- [4] C. Grey Morgan, “*Laser-induced breakdown of gases*”, Rep. Prog. Phys., Vol. **38**, pp. 621-665, Nov. 1975.
- [5] Ya. B. Zel’dovich and Yu. P. Raizer “*Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*”, New York: Academic Press, 1966.
- [6] Leon J. Radziemski, and David A. Cremers, “*Laser Induced Plasmas and Applications*”, New York: Marcel Dekker. Inc., 1989.
- [7] M. Villagrán-Muniz, H. Sobral, R. Navarro-González, P. F. Velázquez and A. C. Raga, “*Experimental simulation of lightning, interacting explosions and astrophysical jets with pulsed lasers*”, Plasma Phys. Control. Fusion, Vol. **45**, pp. 571-584, Mar. 2003.
- [8] Mayo Villagán-Muniz, Hugo Sobral, E. Camps, “*Shadowgraphy and interferometry using a CW laser and a CCD of a laser-induced plasma in atmospheric air*”, IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. **29**, no 4, pp. 613- 616, Aug. 2001.

- [9] Magesh Thiyagarajan and John Scharer, “*Experimental investigation of ultra-violet laser induced plasma density and temperature evolution in air*”, J. of Appl. Phys. Vol. **104**, pp. 013303-1 - 013303-12, Jul. 2008.
- [10] K. Rohlena, M. Mašek, “*Laser spark as a source of electric and magnetic fields in the ambient gas*”, 39th EPS Conf. and 16th Int. Congress on Plasma Phys., **P1.159**, 2012.
- [11] Hugo Sobral, Mayo Villagrán-Muniz, Rafael Navarro-González, Enrique Camps, “*Experimental simulation of a double return-stroke lightning flash by lasers*”, Geophys. Res. Lett. vol. **29**, no. 23, pp. 1- 1-4, 2002.
- [12] Citlali Sánchez-Aké, Fausto O. Bredice and Mayo Villagrán-Muniz “*Electric field-perturbation measurement of the interaction between two laser-induced plasmas*”, Rev. Sci. Instrum. Vol. **83**, pp. 023504-1-6, 2012.
- [13] Tran. X. Phuoc, “*Laser spark ignition: Experimental determination of laser-induced breakdown thresholds of combustion gases*”, Opt. Commun., Vol. **175**, pp. 419–423, Mar. 2000.
- [14] Tran X. Phuoc and Fredrick P. White, “*An optical and Spectroscopic study of laser-induced sparks to determine available ignition energy*”, Proceedings of the Combustion Institute, Vol. **29**, pp. 1621–1628, 2002.
- [15] Tran. X. Phuoc, “*Laser-induced spark ignition fundamental and applications*”, Opt. Laser Eng., Vol. **44**, pp. 351–397, 2006.
- [16] Tran X. Phuoc, “*Laser-induced spark for simultaneous ignition and fuel-to-air ratio measurements*”, Opt. Laser Eng., Vol. **44**, 520–534, 2006.
- [17] J. Kiefer, J. W. Tröger, Z. S. Li, M. Aldén, “*Laser-induced plasma in methane and dimethyl ether for flame ignition and combustion diagnostics*”, Appl. Phys. B, Vol. **103**, pp. 229–236, 2011.
- [18] Duncan Graham-Rowe, Rachel Won, “*Lasers for engine ignition*”, Nature Photonics Vol. **2**, pp. 515-517, Sep. 2008.
- [19] Duncan Graham-Rowe, “*Four Wheels Good?*”, Nature Vol. **454** pp. 810-811, Aug. 2008.

- [20] Jean-Luc Beduneau, Yuji Ikeda, “*Spatial characterization of laser-induced sparks in air*”, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **84**, pp. 123-139, 2004.
- [21] J. L. Beduneau, N. Kawahara, T. Nakayama, E. Tomita, Y. Ikeda, “*Laser-induced radical generation and evolution to a self-sustaining flame Combustion and Flame*”, Vol. **156**, pp. 642–656, 2009.
- [22] Citlali Sánchez-Aké, D. Mustri-Trejo, T. García-Fernández, M. Villagrán-Muniz, “*Analysis of two colliding laser-produced plasmas by emission spectroscopy and fast photography*”, Spectrochim. Acta B, vol. **65**, pp. 401-408, Apr. 2010.
- [23] Citlali Sánchez-Aké, M. Bolaños, C.Z. Ramírez, “*Emission enhancement using two orthogonal targets in double pulse laser-induced breakdown spectroscopy*”, Spectrochim. Acta B Vol. **64**, pp. 857-862, 2009.
- [24] James J. Duderstadt, Gregory A Moses, “*Inertial Confinement Fusion*”, John Wiley Sons, Inc., bf Ch1, 1982.
- [25] Ten-See Wang, Yen-Sen Chen, Jiwen Liu, Leik N. Myrabo, and Franklin B. Mead., “*Advanced Performance Modeling of Experimental Laser Lightcraft*”, J. Propul. Power, Vol. **18**, no. 6, pp. 1129-1138, Nov. 2002.
- [26] George J. Williams, Jr. “*Spacecraft Propulsion Utilizing Ponderomotive Forces*”, The Ohio Aerospace Institute, Final Report April 30, 2007.
- [27] Claude Phipps, Mitat Birkan, Willy Bohn, Hans-Albert Eckel, Hideyuki Hori-sawa, Thomas Lippert, Max Michaelis, Yuri Rezunkov, Akihiro Sasoh, Wolfgang Schall, Stefan Scharring and John Sinko, “*Review: Laser-Ablation Propulsion*”, J. Propul. Power, Vol. **26**, no. 4, pp. 609-637, Jul. 2010.
- [28] G. A. Askar’yan, M. S. Rabinovich, A. D. Smirnova and V. B. Studenov, “*Polarization of the ionization aureola of a light spark in a constant electric field*”, JETP Lett. Vol. **2**, pp. 314-316, 1965. [Pis’ma Zh. Eksp. Teor. Fiz., Vol. **2**, pp. 503-506, Dec. 1965].
- [29] E. S. Zhivopistsev, I. V. Klimov, E. Yu. Markelov, V. V. Korobkin, and S. L. Motylev, “*Study of the electric field of a laser spark produced in a breakdown of the air*”, Bull. Russian Acad. Sci. USSR Phys. Ser., Vol. **56**, no. 9, pp. 1335-1341, Sep. 1992 [Izv. Akad. Ross. Nauk. Ser. Fiz., Vol. **56**, p. 71, 1992].

- [30] V. P. Ageev, A. I. Barchukov, V. I. Konov, T. M. Murina, P. I. Nikitin, “*Electric field of a plasma produced by optical breakdown in air*”, Sov. Phys. JETP, Vol. **49**, pp. 80-83, Jan. 1979 [Zh. Eksp. Teor. Fiz. Vol. **76**, pp. 158-163, Jan. 1979].
- [31] A. I. Barchukov, V. I. Konov, P. I. Nikitin, A. M. Prokhorov, “*Probe investigations of electric fields produced in air near a laser spark*”, Sov. Phys. JETP, Vol. **51**, pp. 482-486, Mar. 1980 [Zh. Eksp. Teor. Fiz. Vol. **78**, pp. 957-965, Mar. 1980].
- [32] A. V. Kabashin and P. I. Nikitin, “*Electric fields of a laser spark produced by radiation with various parameters*”, Quantum Electronics, Vol. **27**, no. 6, pp. 536- 541, 1997.
- [33] A. Proulx, A. Talebpour, S. Petit, S. L. Chin, “*Fast pulsed electric field created from the self-generated of a femtosecond Ti:Sapphire laser pulse in air*”, Elsevier Opt. Commun, Vol. **174**, pp. 305–309, Jan. 2000.
- [34] Chung-Chieh Cheng, E. M. Wright, and J. V. Moloney, “*Generation of Electromagnetic Pulses from Plasma Channels Induced by Femtosecond Light Strings*”, Phys. Rev. Lett., Vol. **87**, no. 21 pp. 213001 - 1-4, Nov. 2001.
- [35] James K. Koga, Kengo Moribayashi, Yuji Fukuda, Sergei V. Bulanov, Akito Sagisaka, Koichi Ogura, Hiroyuki Daido, Mitsuru Yamagiwa, Toyoaki Kimura, Taketoshi Fujikawa, Masaki Ebina and Kazuhiro Akihama, “*Simulation and experiments of the laser induced breakdown of air for femtosecond to nanosecond order pulses*”, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. **43**, pp. 025204 - 1-15, 2010.
- [36] V. V. Korobkin and R. V. Serov, “*Investigation of the magnetic field of a spark produced by focusing laser radiation*”, JETP Lett., Vol. **4**, pp. 70-72, 1966 [ZhETF Pis'ma, Vol. **4**, no. 3, pp. 103-106, Aug. 1966].
- [37] G. A. Askar'yan, M. S. Rabinovich, A. D. Smirnova, and V. B. Studenov, “*Currents produced by light pressure when a laser beam acts on matter*”, JETP Letters, Vol. **5**, pp. 93-95, 1967 [ZhETF Pis'ma, Vol. **5**, no 4., pp. 116-118, Feb. 1967].
- [38] V. I. Konov, P. I. Nikitin, and A. M. Prokhorov, “*Air breakdown near the target under the action of two successive CO₂-laser pulses, and magnetic fields*”, Bull.

- Acad. Sci. USSR Phys. Ser., Vol. **48**, pp. 159-164, 1985 [Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz., Vol. **49**, no. 6, pp. 1208-1213, 1985].
- [39] J. A. Stamper “*Review on spontaneous magnetic fields in laser-produced plasmas: Phenomena and measurements*”, Laser Part. Beams, Vol. **9**, no. 4, pp. 841-862, 1991.
- [40] Braginski S I, “*Transport processes in a plasma*”, Rev. Plasma Phys. Vol. **1**, pp. 205-311, 1965.
- [41] P. P. Pashinin and A. M. Prokhorov “*Effect of electron dragging by photons in a laser plasma*”, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **26** no. 10, pp. 687-689 1977.
- [42] William L. Kruer, “*The physics of laser plasma interaction*”, Addison Wesley Publishing Company (1988).
- [43] Shalom Eliezer, Kunioki Mima “*Applications of Laser-Plasma Interactions*”, CRC Press Taylor Francis Group (2009).
- [44] Shalom Eliezer “*The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*”, Institute of Physics Publishing,(2002).
- [45] D. A. Jaroszynski, R. Bingham, R. A. Cairns, “*Laser-Plasma Interactions*”, CRC Press Taylor Francis Group (2009).
- [46] Thomas Brabec, “*Strong Field Laser Physics*”, Springer Science Business Media, LLC, (2008).
- [47] M. Young, M. Hercher, and ChungYiu Wu, “*Some Characteristics of Laser Induced Air Spark*”, J. Appl. Phys., Vol. **37**, pp. 4938-4940 Dec. 1966.
- [48] B. Ya. Zeldovich, and N.F. Pilipetskii, “*Laser radiation field focused by a real systems*”, Radiophysics and Quantum Electronics, Vol. **9**, no. 1 pp. 64-68, 1966. [Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radiofiz, Vol. **9**, no. 1, pp. 95-101, 1966].
- [49] L. R. Evans and C. Grey Morgan, “*Lens aberration effects in optical-frequency breakdown of gases*”, Phys. Rev. Lett., Vol. **22**, no. 21, pp. 1099-1102, May. 1969.

- [50] J. M. Aaron, C. L. M. Ireland and C. Grey Morgan, “*Aberration effects in the interaction of focused laser beams with matter*”, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. **7**, pp. 1907-1917, 1974.
- [51] Sivanandan S. Harilal and Bindhu Harilal, “*Diagnostics of Laser Induced Spark in Air Using Fast ICCD Photography*”, University of California, San Diego, Laser Plasma and Laser Matter Interactions Laboratory, Internal Lab Report, UCSD-LPLM-02-01, January 30, 2002. <http://aries.ucsd.edu/LIB/REPORT/LPLM/LPLM0201.pdf>.
- [52] Sivanandan S. Harilal and Bindhu Harilal, “*Experimental Studies of the Energy Absorption and Emission from Laser Induced Spark in Air*”, University of California, San Diego, Laser Plasma and Laser Matter Interactions Laboratory, Internal Lab Report, UCSD-LPLM-02-02, January 30, 2002. <http://aries.ucsd.edu/LIB/REPORT/LPLM/LPLM0202.pdf>
- [53] C. V. Bindhu, Sivanandan S. Harilal, M. S. Tillack, F. Najmabadi, and A. C. Gaeris, “*Laser propagation and energy absorption by an argon spark*”, J. Appl. Phys., Vol. **94**, pp. 7402-7407, Dec. 2003.
- [54] C. V. Bindhu, Sivanandan S. Harilal, M. S. Tilck, F. Najmabadi, and A. C. Gaeris, “*Energy Absorption and Propagation in Laser-Created Sparks*”, Appl. Spectrosc., **58**, No 6, pp. 719-726, 2004.
- [55] Sivanandan S. Harilal, “*Spatial and temporal evolution of argon sparks*”, Appl. Optics, Vol. **43**, no. 19 pp. 3931-3937, Jul. 2004.
- [56] Nick Glumac, Greg Elliott, “*The effect of ambient pressure on laser-induced plasmas in air*”, Opt. Laser. Eng., Vol. **45**, pp. 27-35, 2007.
- [57] Tran X. Phuoc, “*An experimental and numerical study of laser-induced spark in air*”, Opt. Laser Eng., Vol. **43**, pp. 113-129, 2005.
- [58] Fausto O. Bredice, Daniel Jesús Omar Orzi, Daniel Schinca, Hugo Sobral, and Mayo Villagrán-Muniz “*Characterization of pulsed laser generated plasma through its perturbation in an electric field*”, IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. **30**, no. 6, pp. 2139-2143, Dec. 2002.

- [59] Hongchao Zhang, Jian Lu, and Xiaowu Ni, “*Optical interferometric analysis of colliding laser produced air plasmas*”, J. Appl. Phys., Vol. **106**, no. 6, pp. 063308-1–063308-5, Sep. 2009.
- [60] Magesh Thiyagarajan, Kenneth Williamson, and Anudeep Reddy Kandi, “*Experimental Investigation of 1064-nm IR Laser-Induced Air Plasma Using Optical Laser Shadowgraphy Diagnostics*”, IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. **40**, No. 10, pp. 2491-2500, Oct. 2012.
- [61] Peter Gregorčič and Janez Možina, “*High-speed two-frame shadowgraphy for velocity measurements of laser-induced plasma and shock-wave evolution*”, Opt. Lett., Vol. **36**, no. 15, pp. 2782-2784, Aug. 2011.
- [62] Peter Gregorčič, Janez Diaci, Janez Možina, “*Two-dimensional measurements of laser-induced breakdown in air by high-speed two-frame shadowgraphy*”, Appl. Phys. A, Vol. **112**, pp. 49-55, 2013.
- [63] L. J. Radziemski, T. R. Loree, D. A. Cremers, and N. M. Hoffman, “*Time-Resolved Laser-Induced Breakdown Spectrometry of Aerosols*”, Anal. Chem. Vol. **55**, pp. 1246–1252, 1983.
- [64] Stricker, J. and J.G. Parker “*Experimental investigation of electrical breakdown in nitrogen and oxygen induced by focused laser radiation at 1064 nm*”, J. Appl. Phys. **53**, 851–855, 1982.
- [65] Williams, W.E., M.J. Soileau and E.W. Van Stryland “*Picosecond air breakdown studies at 0.53 μm* ”, Appl. Phys. Lett. Vol. **43**, 352–354 1983.
- [66] Hecht, E. Optics, 2nd Edn, Addison-Wesley, Reading, MA, 1987.
- [67] Raizer Y P “*Laser-Induced Discharge Phenomena*”, New York: Consultants Bureau, 1977.
- [68] Jagdish P. Singh, Surya N. Thakur “*Laser-Induced Breakdown Spectroscopy*”, Elsevier, 2007.
- [69] Wolfgang Demtröder “*Atoms, Molecules and Photons*”, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.

- [70] Peter Mulser, Dieter Bauer “*High Power Laser–Matter Interaction*”, Springer, 2010.
- [71] Reinhart Poprawe, “*Laser Application Technology*”, Springer, 2011.
- [72] S Soubacq, P Pignolet and S Mendonça “*Effective laser field influence on the transverse triggering of a spark gap in air*”, J. Phys. D: Appl. Phys. **35**, 16, 1955, 2002.
- [73] A Robledo Martinez, H Sobral and M Villagrán Muniz, “*Dipolar field and plasma expansion at the onset of laser-induced breakdown in a uniform dc field*”, J. Phys. D: Appl. Phys. **37** (2004) 2819–2826.
- [74] Robledo-Martinez A., Sobral H. and Villagrán-Muniz M., 2005, “*Measurements of the electric size of a laser-induced plasma in a uniform field*”, Appl. Surf. Sci., Vol. **248**, No. 1-4, pp. 32-35.
- [75] Daisuke Okano, “*Detection of long-lived electrons around CO₂-laser-produced plasma in atmospheric gases using symmetric double-probe system*”, IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. **35**, no. 4, pp. 1143-1148, Aug. 2007.
- [76] A. H. Guenther and J. R. Bettis, “*A review of laser-triggered switching*”, Proc. IEEE, vol. 59, no. 4, pp. 689–697, Apr. 1971.
- [77] K. R. LeChien, M. E. Savage, V. Anaya, D. E. Bliss, W. T. Clark, J. P. Corley, G. Feltz, J. E. Garrity, D. W. Guthrie, K. C. Hodge, J. E. Maenchen, R. Maier, K. R. Prestwich, K. W. Struve, W. A. Stygar, T. Thompson, J. Van Den Avyle, P. E. Wakeland, Z. R. Wallace, and J. R. Woodworth, “*Development of a 5.4 MV laser triggered gas switch for multimodule*”, Phys. Rev. ST Accel. Beams, Vol. **11**, pp. 060402 - 1-17, Jun. 2008.
- [78] Xin Mia Zhao, Jean-Claude Diels, Cai Yi Wang, and Juan M. Elizondo “*Femtosecond Ultraviolet Laser Pulse Induced Lightning Discharges in Gases*”, IEEE J. Quantum Electron., Vol. **31**, no. 3, pp. 599-612, Mar. 1995.
- [79] B.H.P. Broks, J. Hendriks, W.J.M. Brok, G.J.H. Brussaard, and J.J.A.M. van der Mullen, “*Plasma physical model of the photoconductively switched spark gap*”, XXVIIth ICPIG, Eindhoven, the Netherlands, p. 17, 18-22 Jul. 2005.

- [80] Fausto O. Bredice, H. Sobral, M. Villagran Muniz, H. O. Di Rocco, G. Cristoforetti, S. Legnaioli, V. Palleschi, A. Salvetti, E. Tognoni “*Real time measurement of the electron density of a laser generated plasma using a RC circuit*”, Elsevier, Spectrochimica Acta Parte B Vol. 62 pp. 836–840, 2007.
- [81] I. H. Hutchinson, “*Principles of plasma diagnostics*”, Cambridge University Press, Cambridge 1987.
- [82] Anna P. M. Michel, Marion Lawrence-Snyder, S. Michael Angel, and Alan D. Chave, “*Laser-induced breakdown spectroscopy of bulk aqueous solutions at oceanic pressures: evaluation of key measurement parameters*”, Applied Optics, **46**, no 13, pp. 2507-2515, 2007.
- [83] Frank L. Pedrotti, S.J. and Leno S. Pedrotti “*Introduction to Optics*”, Second Edition, Prentice-Hall International, Inc., printed in the U.S.A., 1993.
- [84] C. Sánchez Aké, H. Sobral and M. Mayo Villagrán Muniz, “*Plume dynamics of cross beam pulsed laser ablation of graphite*”, J. Appl.Phys, Vol. **100** no. 5 pp. 53305-1-6, 2006.
- [85] Alfred Vogel, Ingo Apitz, Sebastian Freidank and Rory Dijkink “*Sensitive high-resolution white-light Schlieren technique with a large dynamic range for the investigation of ablation dynamics*”, Opt. Lett. Vol. **31**, pp. 1812-1814, Jun 2006.
- [86] Alfred Vogel, S. Busch, and U Parlitz “*Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water*”, J. Acoust. Soc. Am. Vol. **100**, Issue 1, pp. 148-165, 1996.
- [87] Joachim Noack, Daniel X. Hammer, Gary D. Noojin, Benjamin A. Rockwell, and Alfred Vogel “*Influence of pulse duration on mechanical effects after laser-induced breakdown in water*”, J. Appl. Phys., Vol. **83**, No 12, pp. 7488-7495, Jun. 1998.
- [88] Sobral H, Villagran-Muniz M, Navarro-Gonzalez R and Raga A. C. “*Temporal Evolution of the shock wave and hot core air in laser induced plasma*”, Appl. Phys. Lett., Vol. **77**, pp 3158–3160, 2000.

- [89] Peter Gregorčič, Rok Petkovšek, Janez Možina, and Griša Močnik, “*Measurements of cavitation bubble dynamics based on a beam-deflection probe*”, Appl. Phys. A, Vol. **93**, pp. 901–905 Jun. 2008.
- [90] Peter Gregorčič, Rok Petkovšek, and Janez Možina, “*Investigation of a cavitation bubble between a rigid boundary and a free surface*”, J. Appl. Phys. Vol. **102**, pp. 094904-1 - 094904-8, Nov. 2007.
- [91] Zhiwen Liu, Gregory J. Steckman, and Demetri Psaltis, “*Holographic recording of fast phenomena*”, Appl. Phys. Lett., Vol. **80**, No. 5, pp. 731-733, Feb. 2002.
- [92] Tadej Perhavec and Janez Diaci, “*A Novel Double-Exposure Shadowgraph Method for Observation of Optodynamic Shock Waves Using Fiber-Optic Illumination*”, Strojniški Vestnik—J. Mech. Eng. Vol. **56**, pp. 477-482, 2010.
- [93] E.A. Brujan a, T. Ikeda b, K. Yoshinaka c, Y. Matsumoto c, “*The final stage of the collapse of a cloud of bubbles close to a rigid boundary*”, Ultrasonics Sonochemistry, Vol. **18**, pp. 59–64, 2011.
- [94] Hongchao Zhang, Jian Lu, Zhonghua Shen, Xiaowu Ni, “*Investigation of 1.06 μm laser induced plasma in air using optical interferometry*”, Opt. Commun. Vol. **282**, pp. 1720–1723, 2009.
- [95] Zhihua Li, Duanming Zhang, Boming Yu and Li Guan, “*Global-Space Propagating Characteristics Of Pulsed-Laser-Induced Shock Waves*”, Mod. Phys Lett B Vol. **17**, pp. 1057-1066, 2003.
- [96] J. Mauricio Paulin Fuentes, C. Sánchez-Aké, Fausto O. Bredice, and Mayo Villagrán-Muniz, “*Dipolar distribution generated by laser-induced plasma (LIP) in air in earliest instants*”, J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. **46**, no. 49, online 495202 (8pp), Nov. 2013.
- [97] Robert J. Goldston and Paul H. Rutherford, “*Introduction to plasma physics*”, Plasma Physics Laboratory, Princeton University, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia 1995.