

## Tesis de Posgrado

# Estudio de descargas Plasma Focus por medio de diagnósticos ópticos

Bilbao, Luis E.

1983

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

**Cita tipo APA:**

Bilbao, Luis E.. (1983). Estudio de descargas Plasma Focus por medio de diagnósticos ópticos. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.  
[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_1780\\_Bilbao.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1780_Bilbao.pdf)

**Cita tipo Chicago:**

Bilbao, Luis E.. "Estudio de descargas Plasma Focus por medio de diagnósticos ópticos". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1983.  
[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_1780\\_Bilbao.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1780_Bilbao.pdf)

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES  
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

"Estudio de descargas Plasma Focus por medio de diagnós-  
ticos ópticos"

Luis E. BILBAO

*Luis E. Bilbao*

Tesis presentada para optar al título de Doctor en  
Ciencias Físicas.

1983

1780  
Ej. 2

## RESUMEN

Este trabajo es un estudio del plasma producido en equipos Plasma Focus, mediante técnicas de mediciones ópticas y el desarrollo de un código de simulación numérica, haciéndose hincapié en la etapa durante la cual existe un plasma denso y caliente ("etapa del foco") y en la etapa inmediatamente anterior a ésta ("etapa de convergencia").

En primer lugar, se describe el funcionamiento de los equipos Plasma Focus, comentándose las cuatro etapas de la descarga: "etapa de ruptura"; "etapa coaxial", "etapa de convergencia" y "etapa del foco".

A fin de comparar los resultados, se hace un resumen de los antecedentes que existen, en mediciones ópticas, códigos numéricos, y en inestabilidades, del tipo Rayleigh-Taylor, que pueden estar presentes en la tercera etapa.

También se discuten los principios de las fotografías Shadow, Schlieren e interferometría holográfica; mostrándose, además, montajes de estos sistemas, como así también, los resultados obtenidos, discutiéndose los errores y limitaciones de los mismos.

Se describen las ecuaciones de la magnetohidrodinámica utilizadas, junto con el esquema de cálculo, que contiene un algoritmo denominado FCT ("transporte con corrección de flujo"). Se compara este cálculo numérico con otros anteriores y con los resultados experimentales.

Se obtuvieron tres resultados originales (aparte del desarrollo de las técnicas de medición y del cálculo numérico) que son:

- 1) La presencia de cuatro regímenes distintos en un mismo equipo.
- 2) Una posible explicación a la presencia o no de las inestabilidades durante la convergencia.
- 3) La evidencia experimental de columnas que ponen en duda la existencia de equilibrios tipo Bennet para los equipos Plasma Focus.

## INDICE

<u>INTRODUCCION.</u>	6
<u>CAPITULO I.</u>	
I.1. <u>Los equipos Plasma Focus.</u>	8
I.2. <u>Comentarios acerca de algunas investigaciones en Plasma Focus.</u>	15
<u>CAPITULO II.</u>	
II.1. <u>Antecedentes en mediciones ópticas.</u>	17
II.1.1. Mediciones durante la etapa de convergencia.	17
II.1.2. Mediciones durante la etapa del foco.	19
II.1.3. Correlación temporal de las mediciones ópticas con otros fenómenos.	20
II.2. <u>Antecedentes de cálculos numéricos.</u>	21
II.3. <u>Inestabilidades de plasmas acelerados.</u>	25
II.3.1. Consideraciones generales sobre las inestabilidades de Rayleigh-Taylor.	25
II.3.2. Comparación de las relaciones de dispersión con resultados experimentales.	27
<u>CAPITULO III.</u>	
III.1. <u>Introducción.</u>	28
III.2. <u>Propagación de la luz en plasmas.</u>	29
III.2.1. Índice de refracción de un plasma.	29
III.2.2. Trayectoria de un haz luminoso en un medio con índice de refracción variable.	30
III.3. <u>Descripción de los métodos ópticos.</u>	30
III.3.1. Método Shadow.	30
III.3.2. Método Schlieren.	34
III.3.3. Interferometría holográfica	38
III.4. <u>Inversión de Abel.</u>	41
<u>CAPITULO IV.</u>	
IV.1. <u>Equipo y cámara de la experiencia.</u>	42
IV.2. <u>Láseres utilizados.</u>	45
IV.3. <u>Sincronismo entre el Plasma Focus y el láser.</u>	45

IV.4. <u>Los sistemas ópticos.</u>	48
IV.4.1. El sistema Shadow.	48
IV.4.2. El sistema Schlieren.	52
IV.4.3. El sistema de interferometría holográfica.	54
IV.5. <u>Correlación de las fotografías con otras mediciones.</u>	57
 <u>CAPITULO V.</u>	
V.1. <u>Dinámica de la lámina de corriente.</u>	60
V.1.1. Régimen de baja presión.	60
V.1.2. Régimen de presión intermedia.	63
V.1.3. Régimen de alta presión.	67
V.1.4. Régimen de muy alta presión.	69
V.1.5. Transiciones entre los regímenes.	69
V.2. <u>Otras mediciones.</u>	71
V.3. <u>Conclusiones y comparaciones de las mediciones ópticas.</u>	74
 <u>CAPITULO VI.</u>	
Vi.1. <u>Modelo magnetohidrodinámico y resolución numérica.</u>	76
VI.2. <u>Resultados del modelo.</u>	81
VI.2.1. Resultados con la configuración de Potter.	81
VI.2.2. Resultados con la configuración del Plasma Focus 1 MJ de Frascati.	82
VI.3. <u>Comparaciones y conclusiones del cálculo numérico.</u>	85
VI.3.1. Comparación del cálculo numérico con otros resultados.	85
VI.3.2. Validez del modelo teórico.	89
VI.3.3. Conclusiones.	91
 <u>CAPITULO VII.</u>	
VII.1. <u>Algunos comentarios.</u>	92
VII.1.1. Acerca de las inestabilidades durante la convergencia.	92
VII.1.2. Acerca de la columna.	97
VII.2. <u>Conclusiones.</u>	99
VII.3. <u>Futuros trabajos.</u>	99

REFERENCIAS.

101

AGRADECIMIENTOS.

107

## INTRODUCCION

En este trabajo se estudia el plasma generado en descargas eléctricas producidas en equipos Plasma Focus, ya sea, a través de mediciones ópticas, o de una simulación numérica.

El énfasis del trabajo se ha puesto en estudiar sistemáticamente la dinámica de la lámina de corriente durante la etapa de convergencia y la evolución de la columna de plasma que se forma por el colapso axial de la lámina, al variar la presión de llenado del equipo y la energía del banco de condensadores. También se propone una interpretación relativamente simple del comportamiento observado de inestabilidades tipo Rayleigh-Taylor en la etapa de convergencia.

El desarrollo del trabajo es el siguiente:

En el Capítulo I se describen los equipos Plasma Focus y su modo de operación. Se dan detalles de las dos configuraciones básicas: "tipo Mather" y "tipo Filippov", así como de las diversas etapas de la descarga ("etapa de ruptura", "etapa coaxial", "etapa de convergencia" y "etapa del foco"). Finalmente, se comentan algunas de las investigaciones hechas en estos equipos vinculadas con el tema de éste trabajo.

El Capítulo II es una revisión, bastante completa, de las mediciones ópticas, los modelos de simulación y los estudios sobre inestabilidades de Rayleigh-Taylor hechos hasta el presente. En el caso de las mediciones ópticas, éstas se dividen de acuerdo a la etapa en que fueron realizadas y se comentan las correlaciones con otras mediciones. De los modelos de simulación de los equipos Plasma Focus se hace hincapié en los magnetohidrodinámicos bidimensionales con dos fluidos, aunque se comentan otros que van desde el simple "barrenieve" ("snow-plow") hasta complicados modelos de tres fluidos unidimensionales. Por último, se comentan las inestabilidades de Rayleigh-Taylor aplicadas a un plasma acelerado en presencia de campos magnéticos.

El Capítulo III está dedicado a la aplicación de las mediciones ópticas para el estudio de plasmas. Se considera la refractividad del plasma, mostrándose que, ésta, sólo depende de la densidad de electrones libres. Se discuten los principios de la fotografías Shadow, Schlieren e interferometría holográfica, y sus errores y limitaciones. En la parte final, se muestra como obtener resultados cuantitativos a través de la inversión de Abel.

En el Capítulo IV se describen los detalles experimentales del montaje de las técnicas ópticas. Se dan las principales características del Plasma Focus, de la cámara de la experiencia, de los láseres y de los sincronismos de disparo; así como de otras mediciones que se llevan a cabo simultáneamente.

En el Capítulo V se muestran los principales resultados de las mediciones ópticas. Se describen los cuatro diferentes regímenes encontrados: "baja presión", "presión intermedia", "alta pre-

sión" y "muy alta presión". También se muestran los resultados de las otras mediciones realizadas. Finalmente, se discuten las comparaciones con otros experimentos y las conclusiones que surgen.

El Capítulo VI está dedicado al cálculo numérico. Se describen las ecuaciones del mismo y el método de resolución. Se emplea un algoritmo denominado FCT ("transporte con corrección de flujo") y no se utiliza viscosidad artificial. Se comparan los resultados con otros códigos y con la experiencia.

Por último, en el Capítulo VII, se muestran los principales resultados que surgen de las mediciones ópticas y del cálculo numérico, discutiéndose la validez de los mismos y se sugieren posibles trabajos futuros.



## CAPITULO I

### I.1. Los equipos Plasma Focus.

Los equipos Plasma Focus consisten de un par de electrodos cilíndricos coaxiales, inmersos en un gas a una determinada presión, sobre los cuales se descarga un banco de condensadores de alta energía.

Existen básicamente dos versiones geométricas distintas, que se encuentran esquematizadas en la figura 1 y que fueron desarrollados originalmente por Filippov [1] y por Mather [2], en forma independiente. El primero es una modificación de un equipo z-pinch con paredes metálicas, en cambio, el segundo se originó a partir de un acelerador coaxial.

En ambos casos, mediante una adecuada combinación de los parámetros eléctricos y mecánicos del equipo, y como resultado de la descarga, se forma un plasma de alta densidad y energía, denominado foco, en donde se producen reacciones de fusión si el gas utilizado es deuterio. En esta etapa se emite, además, radiación electromagnética en un rango muy amplio de energías.

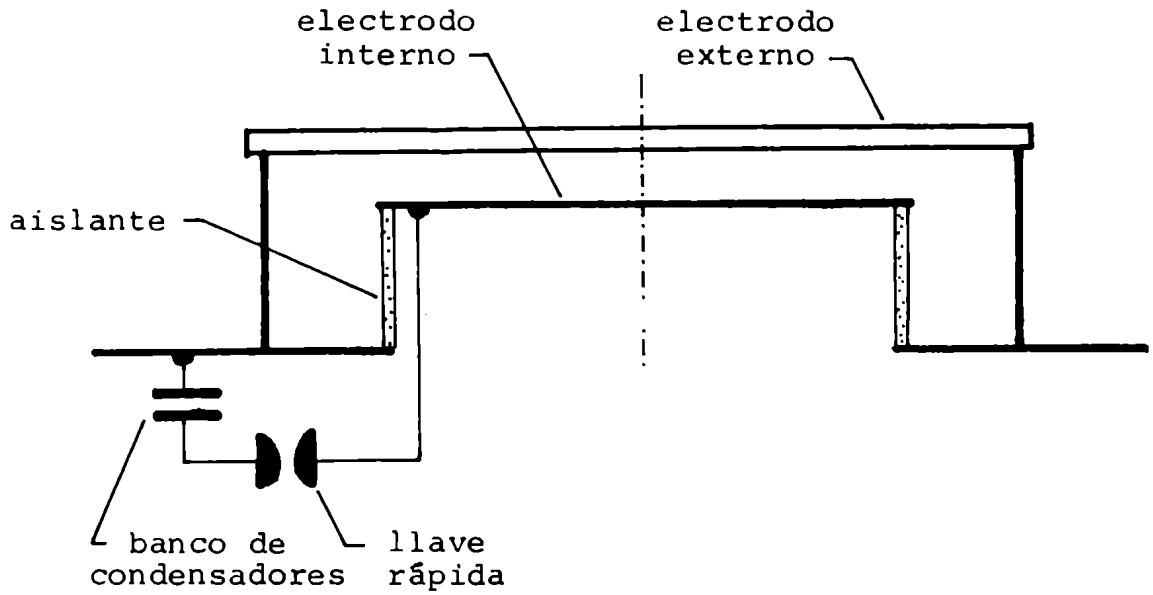
Debido a que, hasta el presente, los equipos Plasma Focus son los que producen mayor cantidad de reacciones de fusión por unidad de energía entregada, han despertado considerable interés en el campo de la Fusión Nuclear Controlada. Además, son relativamente baratos y de sencilla construcción y manejo.

Existen otros motivos para su estudio, ya que pueden ser utilizados como fuentes pulsadas de rayos X y neutrones de muy corta duración y prácticamente monoenergéticos, con aplicaciones tan diversas como el estudio del comportamiento de materiales de estructura [3] o la activación de núcleos de vida muy corta (como el  $^{24}\text{Na}$ ) [4].

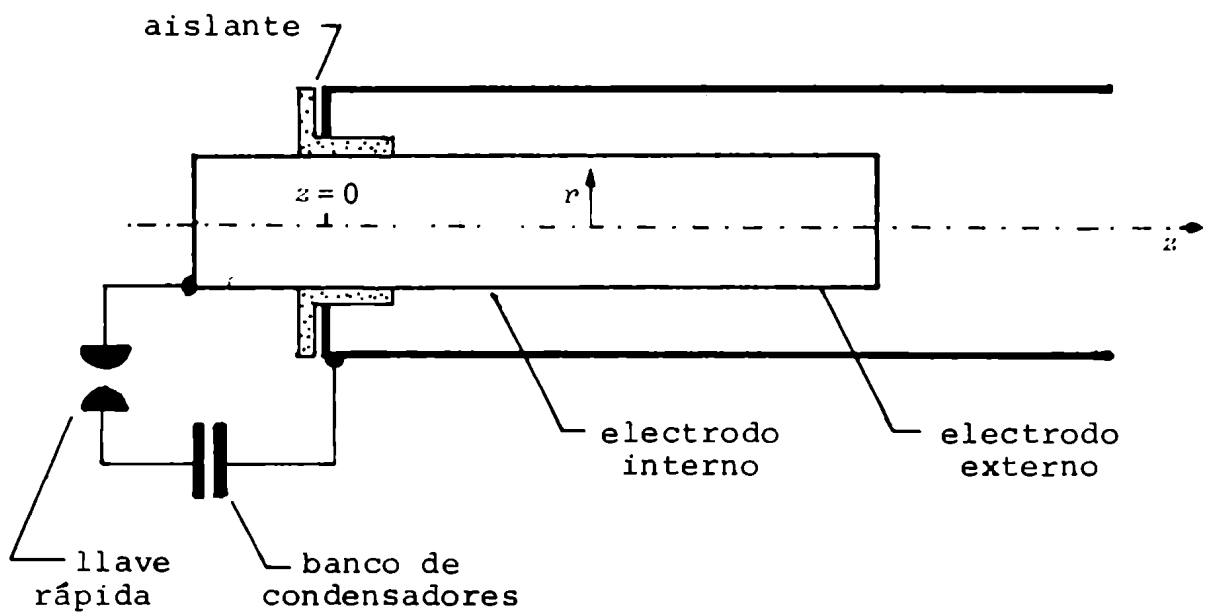
Hasta el presente, los bancos de condensadores utilizados almacenan energías que varían desde 1 kJ hasta 1 MJ que se logran con el uso de capacidades entre 1  $\mu\text{F}$  y 1000  $\mu\text{F}$ , y tensiones de carga entre 10 kV y 50 kV (aunque existe un equipo diseñado para operar con una tensión de hasta 120 kV [5]).

Con estos parámetros eléctricos, la descarga de dicho banco (que, eléctricamente, es equivalente a un circuito RLC serie, con inductancia variable en el tiempo) produce corrientes con valores máximos comprendidos entre 100 kA y 5 MA. Los tiempos característicos de la descarga van desde 1  $\mu\text{s}$  a pocas decenas de  $\mu\text{s}$ , ya que habitualmente se tienen inductancias (que son la suma de un término constante, que depende de los capacitores, el conexionado, etc., denominado inductancia externa, y otro variable, del sistema plasma-electrodos) en el rango de 10 nH a 100 nH.

Los electrodos se encierran en una cámara de vacío en la que se inyecta, a una presión adecuada, el gas elegido para realizar la descarga (comúnmente deuterio, a una presión del orden del torr).



a) Tipo Filippov



b) Tipo Mather

Figura 1: Esquemas de las dos configuraciones geométricas básicas de los equipos Plasma Focus.

Para el resto de los parámetros (denominados mecánicos), es decir las dimensiones y formas de los electrodos y el aislante, así como el material del cual están hechos, se encuentran valores tales como: longitud de los electrodos entre 10 y 50 cm; radios de los mismos entre 1 y 50 cm; materiales para los electrodos: cobre, bronce acero inoxidable, etc., y para los aislantes: vidrio pyrex, alúmina ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), etc..

El funcionamiento de estos equipos ha sido explicado reiteradamente en la literatura (una reseña muy completa puede verse en la referencia [6]), y, por lo tanto, sólo se hará una breve descripción del desarrollo de la descarga, referida a la formación y evolución del plasma generado por los mismos.

Convencionalmente, se divide la evolución de la descarga en cuatro etapas denominadas (en orden cronológico) "etapa de formación", "etapa coaxial", "etapa de convergencia" y "etapa del foco". Es importante mencionar, que esta división no se refiere a la presencia de procesos físicos distintos, ya que, básicamente, se pueden distinguir tres procesos físicos diferentes: el comienzo de la descarga o "ruptura" ("break-down"), que tiene lugar en la primera etapa; el movimiento del plasma, que es común a las tres primeras etapas; y, la formación y evolución de las estructuras densas del plasma en la etapa del foco.

Las etapas de la evolución de la descarga pueden resumirse como sigue:

i) Etapa de formación (ver figura 2a).

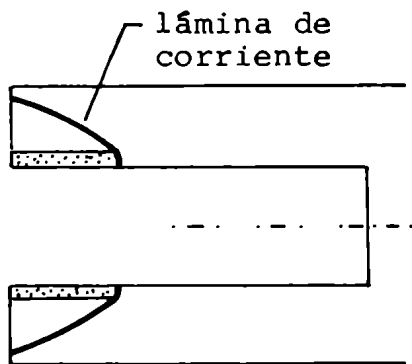
Esta etapa comienza en el instante de cierre de la llave rápida (del tipo "spark-gap"), que aplica la tensión del banco de condensadores sobre los electrodos. Si dicha tensión es superior a la tensión de ruptura dieléctrica del gas, se producirá la ionización del mismo y, en consecuencia, comenzará a circular una corriente.

En la mayoría de los equipos (al menos en el rango de parámetros en que operan habitualmente) la descarga comienza sobre el aislante. Sin embargo, existen otros caminos posibles de ruptura. Por ejemplo, Donges *et al.* [7] muestran tres caminos que dependen de la presión del gas, y de la geometría y del material del sistema electrodos-aislante. La figura 3 esquematiza dichos caminos: a) en el extremo libre de los electrodos, b) sobre la superficie del aislante, y c) a lo largo de los electrodos.

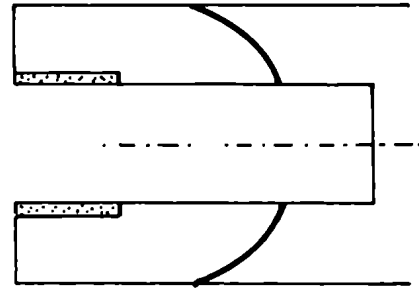
En el caso más frecuente, de ruptura sobre el aislante, la corriente se concentra en una lámina delgada, denominada "lámina de corriente", que comienza a moverse y deformarse a medida que la corriente crece, adquiriendo una velocidad radial debida a la interacción entre la densidad de corriente y el campo magnético azimutal generado por ella.

A medida que la parte posterior de la lámina se acerca al radio del electrodo externo, comienza a hacerse importante el movimiento de la misma hacia el extremo libre de los electrodos (movimiento axial), observándose una deformación más lenta.

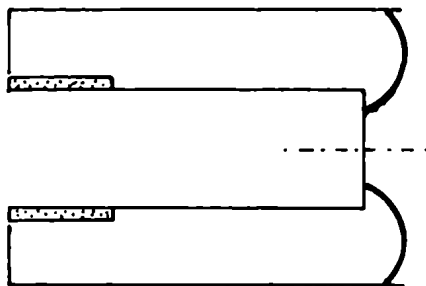
Convencionalmente se dice que la etapa de formación termina



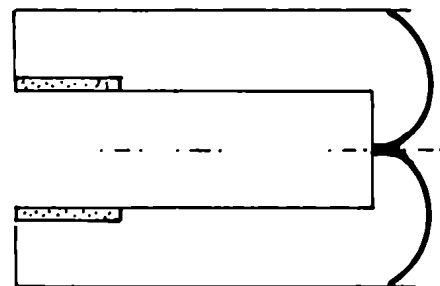
a) Etapa de formación



b) Etapa coaxial

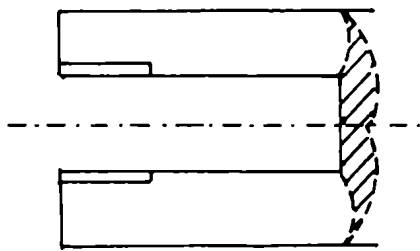


c) Etapa de convergen-  
cia

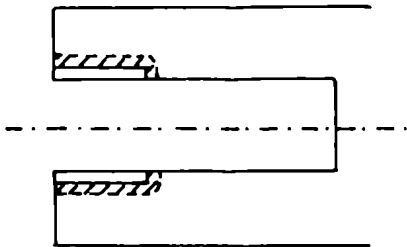


d) Etapa del foco

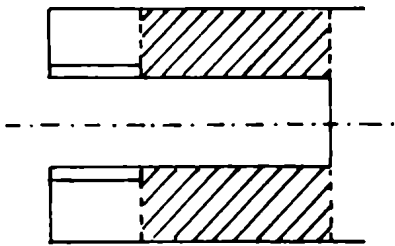
Figura 2: Posiciones de la lámina de corriente en las distintas etapas de la descarga.



a) En el extremo libre de los electrodos.



b) Sobre la superficie del aislante.



c, A lo largo de los electrodos.

Figura 3: Posibles caminos para el comienzo de la descarga.

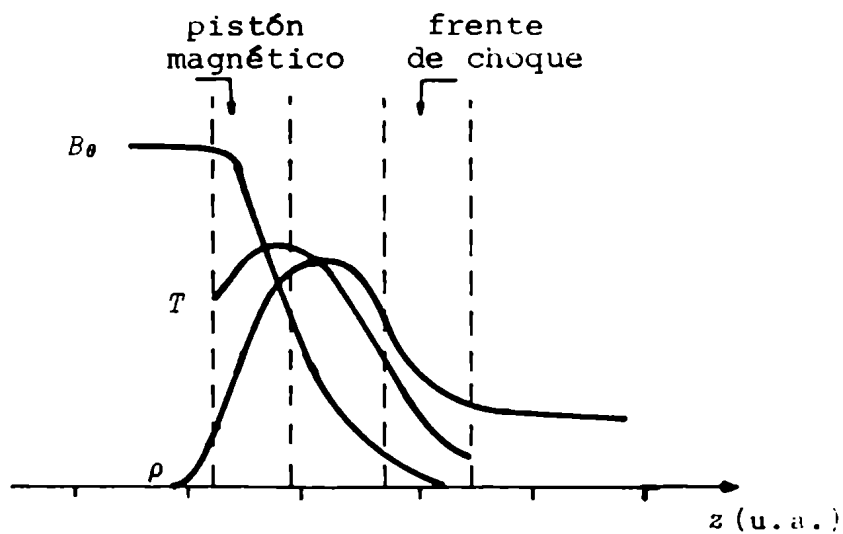


Figura 4: Esquema de la estructura de la lámina.

cuando la parte posterior de la lámina alcanza el radio del electrodo externo. La duración total de la misma es de algunas centenas de ns.

ii) Etapa coaxial (ver figura 2b).

Durante esta etapa, la lámina de corriente, empujada por la fuerza  $\vec{j} \times \vec{B}$  ( $\vec{j}$  es la densidad de corriente en la lámina y  $\vec{B}$  el campo magnético azimutal producido por la corriente de retorno), se mueve con velocidad axial aproximadamente constante y sin sufrir deformaciones apreciables, hasta que alcanza el extremo libre del electrodo central.

Debido a que la longitud del electrodo central de los equipos Filippov es menor que la correspondiente a los Mather, la etapa coaxial es mucho más corta en los primeros, hasta el extremo de no llegar a existir en algunos casos.

Al igual que en la etapa de formación, la lámina ioniza e incorpora al gas que encuentra en su camino. En consecuencia la dinámica resulta, básicamente, del balance entre la presión magnética que la empuja y el impulso cedido a las partículas incorporadas. Como la presión magnética varía como  $1/r^2$  entre los electrodos, dicho balance se alcanza cuando la lámina adquiere una forma del tipo parabólico.

La estructura de la misma puede ser muy compleja, sin embargo se hará una descripción simplificada a fin de definir varios términos que se usarán a lo largo del trabajo.

Utilizando coordenadas cilíndricas con el eje  $z$  en la dirección del eje de los electrodos (creciente hacia el extremo libre de los mismos) y con los ejes  $r$  y  $\theta$  en las direcciones radial y azimutal, respectivamente, la estructura de la lámina, en un corte en la dirección  $z$  y para un radio  $r$  cercano al radio del electrodo central, puede esquematizarse como muestra la figura 4.

Detrás de la lámina hay una zona donde prácticamente no hay plasma y en la cual existe un campo magnético que varía como  $1/r$  entre los electrodos. Inmediatamente delante de ella hay una zona de transición en la cual la densidad del plasma se hace importante, llamada "pistón magnético". De aquí hacia adelante se observa la lámina de corriente propiamente dicha, hasta que se encuentra una disminución brusca de la densidad del plasma, en una zona denominada "frente de choque". Delante de la lámina hay gas sin perturbar, ya que, generalmente, la velocidad de la lámina es mucho mayor que la del sonido en dicho gas. De acuerdo a estas definiciones, se ha denominado "lámina de corriente" a la región donde la densidad del plasma es significativamente distinta de cero y no a aquella por donde circula la corriente, que puede ser más pequeña.

Esta descripción es un tanto grosera, ya que no contempla la presencia de estructuras internas que no tengan simetría azimutal (como las descritas, por ejemplo, en la referencia [8]), sin embargo, permite tener una idea de los distintos procesos físicos presentes en la lámina de corriente. Por ejemplo, en la parte posterior (zona del pistón magnético) el calentamiento joule será más importante que en la parte delantera, en cambio, en ésta, serán más

importantes los efectos de ionización y el calentamiento viscoso.

Valores característicos de esta etapa son: densidades comprendidas entre  $10^{17}$  y  $10^{18}$   $\text{cm}^{-3}$ , temperaturas (de iones o de electrones) de algunas decenas de eV y velocidades axiales entre  $10^6$  y  $10^7$  cm/s. La duración (que va desde la finalización de la etapa de ruptura hasta que la lámina alcanza el extremo libre de los electrodos) varía entre 1 y 10  $\mu\text{s}$ , dependiendo de los parámetros del equipo.

iii) Etapa de convergencia (ver figura 2c).

A partir del momento en que la lámina de corriente alcanza el extremo libre del electrodo central, dicha lámina adquiere una componente axial de la densidad de corriente en las cercanías del cátodo, que provoca la convergencia de una parte de la lámina hacia el eje del equipo.

Esta etapa está caracterizada por la presencia de fuertes aceleraciones (de  $10^{14}$  a  $10^{15}$   $\text{cm/s}^2$ ) y deformaciones. Las velocidades radiales suelen ser de hasta un factor 5 superiores a las velocidades axiales que se alcanzan en la etapa coaxial.

La convergencia es no cilíndrica, ya que la parte cercana al electrodo central se encuentra siempre más cerca del eje del equipo que el resto de la lámina.

Durante esta etapa pueden observarse inestabilidades que crecen con el tiempo. El comportamiento posterior del plasma dependerá mucho de como se desarrollen las mismas.

Debido a que se produce un incremento muy rápido de la inductancia ( $dL/dt \approx 100$  nH/ $\mu\text{s} = 0,1 \Omega$ ) se observa una disminución en la corriente total del circuito (hay que tener en cuenta que en los tiempos que dura la convergencia, habitualmente entre 100 y 500 ns, la contribución de los capacitores a la variación de la corriente es pequeña, ya que éstos tienen tiempos característicos de descarga del orden de algunos  $\mu\text{s}$ ).

Convencionalmente se dice que la etapa de convergencia termina cuando el frente de choque alcanza el eje del equipo.

iv) Etapa del foco (ver figura 2d).

Luego de que el frente de choque alcanzó el eje, el pistón magnético sigue moviéndose hacia el eje, comprimiendo al plasma, hasta que se frena alcanzando un radio mínimo. A este instante se lo llamará instante de "mínimo radio" o de "máxima compresión".

Debido a la forma no cilíndrica de la lámina de corriente, la fase densa del plasma no se forma simultáneamente a lo largo de toda la longitud del plasma, sino que lo va haciendo progresivamente a lo largo del eje. Por lo tanto, para evitar confusiones, el instante de mínimo radio será aquel correspondiente a la primera parte de la lámina que lo alcance.

A partir de este instante, la evolución puede seguir caminos distintos de acuerdo a como haya llegado la lámina de corriente, es decir, con inestabilidades o sin ellas. Sin embargo, en todos los casos, esta etapa está caracterizada por la formación de zonas densas de plasma ("pinch") con emisión intensa de neutrones, rayos X y otros tipos de radiación.

La evolución de una columna de plasma formada por una lámina con inestabilidades muy crecidas (que, habitualmente, se observa en los equipos tipo Mather) será aleatoria, con la formación de zonas muy pequeñas ( $\sim 1$  mm), muy densas ( $n_e \geq 10^{19}$  cm $^{-3}$ ), muy calientes ( $T_e \sim 2$  a 5 keV) pero de duración muy corta ( $\sim 10$  ns). En cambio, en columnas formadas por láminas estables (comunmente vistas en los equipos Filippov) pueden observarse una expansión (cuya duración estará entre 10 ns y algunas decenas de ns) que da origen a estructuras relativamente grandes ( $\leq 1$  cm), no muy densas ( $n_e \sim 10^{18}$  cm $^{-3}$ ) pero de duración mayor ( $\leq 50$  ns), que se destruyen por la aparición de inestabilidades magnetohidrodinámicas, que en algunos casos ocurre durante la expansión, mientras que en otros, luego de una nueva compresión (denominada "segunda compresión").

Posteriormente, en todos los casos, se observa la presencia de un plasma muy tenue ( $n_e \leq 5 \cdot 10^{17}$  cm $^{-3}$ ) de grandes dimensiones ( $\sim 1$  cm) hasta que desaparece. La duración global de la etapa del foco está en el orden de los 100 ns.

## I.2. Comentarios acerca de algunas investigaciones en Plasma Focus.

Como se ha mencionado, uno de los motivos que ha despertado interés en los equipos Plasma Focus es el número total de neutrones que estos producen por descarga (entre  $10^7$  y  $10^{12}$  neutrones de fusión de la reacción D-D, con energías medias de 2,45 MeV, dependiendo de los parámetros utilizados).

Se propusieron varios modelos para explicar dicho número de neutrones. Los dos primeros fueron los llamados "caldera móvil" ("moving-boiler") [9] y "haz-blanco" ("beam-target") [10]. El primero supone un plasma térmico (es decir, un plasma con una distribución maxwelliana de velocidades) cuyo centro de masa se desplaza sobre el eje, alejándose del electrodo central (la inclusión de esta velocidad en el modelo es necesaria para explicar la anisotropía de la emisión neutrónica); en cambio, el segundo supone que en el foco se originan haces de deuterones de alta energía ( $> 100$  keV) en la dirección del eje, que colisionan con deuterones estacionarios.

Ninguno de estos modelos sencillos consigue explicar todas las propiedades de la emisión neutrónica. El de "caldera móvil" necesita temperaturas más elevadas que las que se obtienen con el mecanismo propuesto en la referencia [9] (conversión de la energía cinética, adquirida por la lámina de corriente durante la convergencia, en energía térmica) y, una velocidad axial sumamente grande ( $\geq 10^8$  cm/s) para poder explicar el número total de neutrones y la anisotropía, respectivamente. Como mejora a este modelo, se han propuesto otros mecanismos de calentamiento, tales como la presencia de una resistencia anómala, debida a las inestabilidades [11]. En cambio, el modelo de "haz-blanco" no logra explicar, simultáneamente, las anisotropías en flujos y energías.

Existe una variedad de otros modelos para explicar el número total de neutrones, de los cuales se comentarán algunos.



El denominado de "iones convergentes", debido a Lee *et al.* [12], consiste esencialmente en suponer que las reacciones de fusión se producen por la interacción de haces de iones (provenientes de la lámina de corriente) que convergen sobre el eje del equipo. El punto de convergencia se desplaza en la dirección  $z$  positiva (por la naturaleza no cilíndrica de la lámina), lo que equivale a una traslación de la fuente de neutrones.

Un modelo de haces generados por campos eléctricos y magnéticos cruzados, ha sido propuesto por Bernstein [13], y, de acuerdo con lo estimado por el mismo autor, se obtiene un buen acuerdo con la experiencia. Este modelo requiere que el campo magnético azimutal difunda en el plasma, en tiempos tan cortos que requerirían valores anómalos de la resistividad eléctrica. En dicho trabajo se ofrecen evidencias experimentales que sugieren la existencia de dichas resistividades anómalas.

Finalmente, se menciona un modelo más complicado asociado a estructuras vorticosas toroidales, provenientes de una estructura filamentaria de la lámina de corriente, debido a Bostick *et al.* [14]. Campos eléctricos muy intensos generados por la aniquilación de los filamentos, producirían varios haces de elevada energía.

No existen argumentos para aceptar o rechazar alguno de estos mecanismos. La experiencia parece indicar que son válidos unos u otros según la geometría y/o los parámetros elegidos (en general, los Filippov parecen funcionar en regímenes termonucleares y los Mather en regímenes con haces). Es más, en equipos en los que se observan dos compresiones (con sus correspondientes pulsos de neutrones) las evidencias experimentales sugieren que los dos pulsos son producidos por mecanismos distintos [15].

Para poder resolver completamente el problema de la producción de neutrones en los Plasma Focus, es necesario conocer, con suficiente precisión, parámetros del plasma tales como densidad, temperatura y campos magnéticos, en muchos puntos de la descarga y en diferentes instantes de tiempo. A su vez, estos parámetros del foco dependerán fuertemente de las características de la lámina de corriente; por eso, es muy importante conocer, también como varían las características de la lámina y su implosión, con los parámetros del equipo.

Las técnicas ópticas son muy adecuadas para este fin, ya que poseen muy alta resolución temporal ( $\sim ns$ ) y espacial ( $\sim 0,1 mm$ ).

Existen muchas otras técnicas experimentales para el estudio de la descarga Plasma Focus. Entre ellas se pueden mencionar la medición de la corriente a través de la determinación de la tensión inducida en una bobina (bobina de Rogowski), la detección de neutrones y rayos X con resolución temporal (con un sistema centelleador-fotomultiplicador), la medición del número total de neutrones y su anisotropía (mediante detectores calibrados de plata activada) y la emisión visible del plasma con fotografías ultrarrápidas (que se realizan con los denominados convertidores de imágenes). El detalle del funcionamiento de estas técnicas, así como numerosos resultados que se obtienen con ellas, pueden verse, por ejemplo, en los trabajos de reseña [6] y [16].

## CAPITULO II

### II.1. Antecedentes en mediciones ópticas.

Las técnicas ópticas más utilizadas son: la fotografía Shadow, la fotografía Schlieren y la interferometría (con su variante: la interferometría holográfica). En el capítulo III se comentarán los principios de dichas técnicas, así como sus aplicaciones y limitaciones.

Mediante estas técnicas se han estudiado, en numerosos laboratorios, las propiedades de los equipos Plasma Focus. En general, no existen estudios sistemáticos del comportamiento del equipo en función de los diversos parámetros, tales como presión de llenado, voltaje de carga, o configuraciones geométricas, ya que los realizados se restringen a una determinada configuración, un determinado voltaje y una dada presión (que, habitualmente, corresponde al régimen de máxima producción de neutrones). Conviene observar, que un estudio sistemático, variando todos los parámetros posibles, es impracticable por la cantidad de combinaciones que existe y por las dificultades prácticas de cambiar, por ejemplo, las configuraciones geométricas, ya que en muchos casos esto significaría cambiar la cámara de la descarga (aunque existen equipos muy versátiles para este fin, tales como el descrito en la referencia [17]). Los parámetros más fáciles de variar son la presión de llenado (y/o el tipo de gas) y la tensión inicial. Un estudio más o menos completo, de un dado conjunto de parámetros, requiere la realización de no menos de cien descargas; si se desea tener, por ejemplo, cuatro valores de voltaje y cinco de presiones, se necesitarán, como mínimo, dos mil descargas, lo que representa, al menos, un año de trabajo (hay que tener en cuenta que la mayor parte de este tiempo, es utilizado en la reparación y puesta a punto del equipo y/o las técnicas de detección).

Teniendo en cuenta estas dificultades, se presenta un resumen de las diversas mediciones con métodos ópticos, y sus correlaciones con otras medidas, que se han realizado en diversos laboratorios. Siguiendo las definiciones de las etapas hechas en el capítulo anterior, se referirá a mediciones durante la etapa de convergencia y a mediciones durante la etapa del foco.

#### II.1.1. Mediciones durante la etapa de convergencia.

Durante esta etapa, en todos los equipos, la lámina de corriente presenta una forma cónica (característica de la convergencia no cilíndrica) que ha sido observada sin perturbaciones en varios laboratorios [18,19,20,21,22,23,24] y con perturbaciones, crecientes en el tiempo, en otros laboratorios [25,26,27,28,29,30,31].

Estas perturbaciones han sido interpretadas como inestabilidades del tipo Rayleigh-Taylor, ya que la lámina acelerada hacia el

eje, configura una situación inestable de este tipo. En el párrafo II.3. se hablará acerca de las inestabilidades de Rayleigh-Taylor aplicadas a un plasma.

La cinemática de la lámina de corriente puede determinarse, con razonable precisión, si se usa un esquema experimental que permita obtener varias fotografías sucesivas de una misma descarga, o mediante algún sistema de registro continuo (del tipo "streak") como el descrito en la referencia [30], puesto que la reconstrucción de la cinemática de la lámina de corriente, a partir de fotografías pertenecientes a distintas descargas, adolece de gran incerteza experimental, como se verá en el capítulo IV.

Las mediciones de la cinemática han sido hechas, en su mayor parte, por medio de tres fotografías sucesivas de la misma descarga, generalmente separadas por 15 a 20 ns [22,23,24,26] y, en un caso, por 6,5 ns [27]. Además, hay un único trabajo que presenta un registro continuo de la cinemática mediante la utilización de un sistema que emplea la combinación interferometría-streak [30].

Los valores medios de la velocidad ( $v_r$ ) y aceleración ( $a_r$ ) radiales, para la convergencia de la lámina, están comprendidos entre  $5 \cdot 10^6$  y  $5 \cdot 10^7$  cm/s, y,  $10^{14}$  y  $10^{15}$  cm/s<sup>2</sup>, respectivamente, dependiendo de los equipos y las posiciones  $r$  o  $z$  a la cual han sido medidos.

Los datos consignados son más bien, escasos y, en general, no se ha asignado mucho interés a estas mediciones, lo cual dificulta la comparación de resultados.

Para evitar confusiones, de ahora en más, cuando se hable de velocidad o densidad de la lámina se referirán a la zona de la lámina más próxima al electrodo central; en caso contrario, se aclarará.

No existen estudios sistemáticos de las variaciones de  $v_r$  y  $a_r$  con la presión de llenado u otros parámetros del equipo; solamente existen evidencias aisladas que sugieren que  $v_r$  disminuye a medida que se incrementa la presión (con todos los demás parámetros fijos) con una ley del tipo  $v_r \propto p_0^{-\alpha}$  con  $\alpha < 0,5$  ( $p_0$ : presión de llenado).

En general, se observa que la velocidad y la aceleración crecen a medida que la lámina se acerca hacia el eje. Existen, sin embargo, algunos trabajos que afirman que  $v_r$  disminuye en los últimos tramos del viaje de la lámina hacia el eje (ver, por ejemplo, referencia [23]), si bien esta disminución comienza a observarse cuando la lámina alcanza radios pequeños (en la referencia [32] se cita  $r \lesssim 0,5$  cm). Pese a que no se dan los valores del ancho de la misma, es posible que la velocidad comience a disminuir porque el frente de choque alcanzó el eje. Luego de este instante, la velocidad continúa disminuyendo hasta el instante en el que se alcanza el mínimo radio. Es decir, que cuando se afirma que la velocidad disminuye, no es claro si se refiere a la etapa de convergencia (donde es muy difícil explicarlo con los modelos que se utilizan para la lámina) o a la etapa del foco (donde no hay inconvenientes para explicar este hecho).

También se ha medido la densidad de la lámina durante su viaje hacia el eje. Se ha visto que ésta crece suavemente, tomando valores de hasta  $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  [27,29,30,32]. No hay datos sistemáticos sobre su dependencia con la presión de llenado, pero los resultados presentados en [28,29,30] sugieren, muy fuertemente, una relación lineal con  $p_0$ .

### II.1.2. Mediciones durante la etapa del foco.

La estructura de plasma que se forma luego del colapso de la lámina, y su posterior evolución, dependen mucho del hecho que la lámina llegue al eje con fuertes ondulaciones o sin ellas.

En el primer caso se ha observado que la estructura de plasma varía muy rápidamente, tanto en los valores de la densidad como en las formas. La densidad puede alcanzar valores de hasta  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  en zonas muy pequeñas ( $\lesssim 1 \text{ mm}$ ) y durante tiempos muy breves ( $\lesssim 10 \text{ ns}$ ) [26,28]. En algunos trabajos se comenta la posible existencia (durante esta fase) de un flujo de plasma en la dirección del eje con velocidades  $\gtrsim 10^8 \text{ cm/s}$  [22,32]. Después de 40 ns o 50 ns del colapso, no existen estructuras densas de plasma en la región frente al electrodo central, sino que parece estar ocupada por un plasma tenue ( $n_e \lesssim 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) con dimensiones típicas comprendidas entre 1 cm y 2 cm. Debido a que muchos investigadores sostienen que ese instante coincide con el de máxima producción de neutrones, en algunos trabajos [22,28] se muestran las mediciones de densidad en posiciones axiales más allá de la altura de la columna ( $z > 2 \text{ cm}$ , en los casos de las referencias citadas) en instantes de tiempo comprendidos entre 40 ns y 80 ns posteriores al colapso. En estos casos, se observa una zona hemisférica, llamada "burbuja", atribuida al avance de un frente de deuterones con velocidades de  $\sim 10^8 \text{ cm/s}$  que ioniza al gas que encuentra en su camino [28].

Si la lámina llega al eje sin ondulaciones se observa la formación de una columna bastante cilíndrica con radios mayores o del mismo orden que el radio mínimo ya que, a partir del instante de mínimo radio, la porción de columna ubicada en dicha región comienza a expandirse con velocidades radiales algo menores que la del colapso [19,22,23,33,34], mientras que el resto de la lámina continúa su convergencia hacia el eje alcanzando, a su vez, un radio mínimo que es comparable al radio máximo de la porción de la columna en expansión.

En este período, las densidades cambian suavemente, tanto en el tiempo como en el espacio, encontrándose valores que van desde  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  [19,21] hasta  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [33]. Estos valores corresponden a los valores máximos, ubicados sobre el eje del equipo. La evolución final muestra siempre la presencia de inestabilidades, que forman varios estrangulamientos de manera similar al caso de convergencia inestable; que pueden aparecer, durante la presencia de la columna [23] o luego de que esta comience a comprimirse nuevamente [34] ("segunda compresión"). La duración de las columnas van desde una decena de ns [23] hasta varias decenas de ns [34], es

decir, el tiempo de crecimiento de estas inestabilidades varía entre distintos equipos. En esta etapa, la densidad lineal (es decir, el número de partículas por unidad de longitud de la columna) suele ser bastante menor que durante la "primera compresión", debido, fundamentalmente, a las pérdidas axiales. Valores típicos son  $N_e \cong 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$  [34]. Luego del desarrollo de las inestabilidades, el plasma no suele durar más de 20 ns a 30 ns.

Finalmente, mencionaremos que se ha reportado, en un solo caso, una lámina de corriente con estructura filamentaria, mediante la utilización de fotografías Shadow y Schlieren [35] (cabe acotar que la presencia de estructuras filamentosas, obtenidas con fotografías ultrarrápidas, ha sido reportada por varios investigadores, por ejemplo, [28,36,37]). Curiosamente, fotografías ultrarrápidas simultáneas con aquellas Shadow o Schlieren, no muestran dicha estructura filamentaria. Esto puede entenderse teniendo en cuenta las diferentes sensibilidades y resoluciones que poseen las distintas técnicas de medición. Otro ejemplo de este hecho es el resultado presentado en la referencia [25], donde se comenta que las inestabilidades que se observan con el método Schlieren no aparecen en las fotografías obtenidas con el convertidor de imágenes.

### II.1.3. Correlación temporal de las mediciones ópticas con otros fenómenos.

En los trabajos reseñados, el tiempo de registro de la fotografía del plasma se correlaciona con otros tiempos característicos, tales como: el comienzo de la brusca disminución de la corriente de descarga, el inicio del pulso de rayos X duros, el pico del pulso de rayos X duros o el comienzo del pulso de neutrones. Sin embargo, entre estos tiempos característicos no existe una relación temporal igual para todos los casos; como ejemplo, se puede mencionar que muchos trabajos muestran que los rayos X duros y los neutrones comienzan a producirse en un mismo instante (ver, por ejemplo, [29,32]), mientras que otros, en cambio, llegan a mencionar diferencias temporales entre dichos eventos que van desde 20 ns hasta 40 ns [21,33]. Estas diferencias podrían explicarse, en parte, porque se trabaja con equipos distintos, que pueden tener distinto funcionamiento y, en parte, por la incerteza experimental de la que adolecen estas mediciones.

La correlación de las estructuras que se visualizan con las mediciones ópticas y los distintos tiempos característicos es un poco más confusa. No sólo por la incerteza experimental ya mencionada (que, como se verá en el capítulo IV, difícilmente sea inferior a 25 o 30 ns), sino que, como hay que relacionar el instante de algún suceso característico de la descarga (como, por ejemplo, el mínimo radio para la zona vecina al electrodo central) con otro tiempo característico (como los ya mencionados), es necesario definir con claridad dicho suceso característico, cosa que no siempre surge de la lectura de los trabajos. Por eso, se puede decir que en un intervalo de pocas decenas de ns (dos o tres) ocurren los si-

güentes fenómenos: se alcanza el mínimo radio y comienzan los pulsos de neutrones y de rayos X duros. En caso de existir dos compresiones pueden observarse los correspondientes pulsos de neutrones (siempre, claro está, que ambos superen el mínimo detectable por los medidores) [15].

Resulta sumamente importante, también, establecer que tipos de estructura de plasma existen en un dado equipo en coincidencia con el instante de máxima producción de neutrones, ya que ayudaría a determinar que tipos de mecanismos son responsables de las reacciones de fusión. Teniendo en cuenta la incerteza experimental y las rápidas variaciones de la densidad en muchos casos, no es sorprendente encontrar trabajos que afirmen que la máxima producción de neutrones se produce cuando existe plasma denso [23,38], mientras que otros afirmen lo opuesto [27,28,29,39,40].

## II.2. Antecedentes de cálculos numéricos.

Los primeros modelos, que se utilizaron para la simulación de descargas en equipos Plasma Focus, son los desarrollados por Butler *et al.* [41] y Dyachenko e Imshennik [42], que corresponden a las geometrías Mather y Filippov, respectivamente. Ambos modelos utilizan las ecuaciones de la hidrodinámica para un fluido, suponen conductividad eléctrica del plasma infinita y trabajan en dos dimensiones (se supone geometría cilíndrica con simetría azimutal). En la referencia [42] el único proceso disipativo que se considera es la viscosidad del fluido. La resolución del conjunto de ecuaciones se hace mediante un esquema de integración denominado PIC ("particle-in-cell"), en los dos casos. Básicamente, este esquema consiste en lo siguiente. La región del fluido que interesa estudiar se divide en celdas rectangulares, formando una partición. Cada celda se caracteriza por ciertos valores medios del fluido, tales como presión, densidad, energía interna específica y velocidad. Las ecuaciones diferenciales en derivadas parciales del movimiento son aproximadas por ecuaciones en diferencias finitas, relativas a la partición. Al comienzo del problema se especifica, para cada celda, los valores iniciales de las variables del fluido. La computación se realiza en dos fases. En la primera se evalúan las aceleraciones, despreciando los términos de transporte, y obteniéndose las velocidades correspondientes a cada celda. En la segunda fase las partículas se mueven con las velocidades locales del fluido, llevando éstas los valores locales de momento y energía.

Estos modelos dan un razonable acuerdo cuantitativo durante la etapa coaxial, en lo que se refiere a forma y cinemática, y cierto acuerdo cualitativo para el resto de las etapas. Conviene mencionar, que la cinemática, durante la etapa coaxial, puede describirse con modelos muchos más sencillos, como el modelo "barrenieve" ("snow-plow"), elaborado originalmente por Rosenbluth para los z-pinch lineales [43]. Versiones unidimensionales sencillas se han comparado con la experiencia, obteniéndose buenos acuerdos (ver, por ejemplo, referencias [16,44,45]). Existe una solución analítica

para el modelo "barrenieve" unidimensional acoplado al circuito externo de la descarga, siempre que se desprece el término de inercia de la lámina, como se muestra en la referencia [46], que, a pesar de sus limitaciones, es muy útil porque permite visualizar rápidamente como se modifican las variables al cambiar los parámetros. Se han desarrollado, también, modelos "barrenieves" bidimensionales, que muestran, además, un buen ajuste en la forma de la lámina, tales como los descritos en las referencias [47,48] o en la [49] que describe la cinemática hasta el instante del colapso. Finalmente, puede agregarse que se han desarrollado otros modelos bidimensionales a los cuales se les han agregado ecuaciones para la estructura de la lámina, como el descrito en la referencia [50] que sirve para la fase estacionaria de la etapa coaxial, o en la referencia [51], para la etapa de la convergencia.

Sin embargo el modelo más completo, hasta el presente, es el desarrollado por Potter [52]. Este es un modelo bidimensional de dos fluidos (iones y electrones), con resistividad, viscosidad, conducción térmica y pérdidas por radiación de frenado ("bremsstrahlung"), acoplado al circuito externo.

A continuación se describen las ecuaciones de este modelo ya que se utilizarán en el capítulo VI.

Las ecuaciones son:

Conservación de la masa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (1)$$

donde  $\rho$  es la densidad de masa y  $\vec{v}$  la velocidad del fluido (es decir, la velocidad de los iones).

Conservación del impulso

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \vec{v} + p \vec{I} + \vec{V}) - \vec{j} \times \vec{B} = 0 \quad (2)$$

donde  $p$  es la presión escalar (que resulta de la suma de las contribuciones de iones y electrones, es decir,  $p = p_i + p_e$ ),  $\vec{V}$  el tensor de los esfuerzos viscosos,  $\vec{j}$  la densidad de corriente y  $\vec{B}$  el campo magnético ( $\vec{I}$  es la matriz identidad);

Energía de los iones

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \epsilon_i) + p_i \vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \epsilon_i \vec{v} + \vec{q}_i) = -\vec{V} : \vec{\nabla} \vec{v} + \rho \frac{(\epsilon_e - \epsilon_i)}{\tau_{eq}} \quad (3)$$

y energía de los electrones

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \epsilon_e) + p_e \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_e + \vec{\nabla} \cdot (\rho \epsilon_e \vec{v}_e + \vec{q}_e) = \eta j^2 - P_b - \rho \frac{(\epsilon_e - \epsilon_i)}{\tau_{eq}} \quad (4)$$

donde  $\epsilon_i$  y  $\epsilon_e$  son las densidades de energía térmica por unidad de masa y  $q_i$  y  $q_e$  los vectores flujos de calor iónico y electrónico, respectivamente,  $\tau_{eq}$  es el tiempo de equipartición de la energía entre iones y electrones,  $P_b$  es la potencia de bremsstrahlung,  $\eta$  la resistividad eléctrica, y  $\vec{v}_e$  la velocidad de electrones definida como:

$$\vec{v}_e = \vec{v} - \frac{m_i}{e} \frac{\vec{j}}{\rho} \quad (5)$$

( $m_i$  y  $e$ , son la masa del deuterón y la carga del electrón, respectivamente).

Las ecuaciones de estado son:

$$p_i = \rho T_i \quad \text{y} \quad p_e = \rho T_e \quad (6)$$

donde

$$T_i = \epsilon_i (\gamma - 1) \quad \text{y} \quad T_e = \epsilon_e (\gamma - 1) \quad (7)$$

siendo  $\gamma$  el cociente de los calores específicos.

Completan el conjunto de ecuaciones, la ley de Faraday:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{\nabla} \times \vec{E} = 0 \quad (8)$$

la ley de Ampere:

$$\vec{j} = \vec{\nabla} \times \vec{B} \quad (9)$$

y la ley de Ohm generalizada:

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = \eta \vec{j} + \frac{m_i}{e} \frac{\vec{j} \times \vec{B}}{\rho} - \frac{m_i}{e} \frac{\vec{\nabla} p_e}{\rho} \quad (10)$$

Tanto el tensor de los esfuerzos (se utiliza el dado por Kaufman [53]) como los vectores flujo de calor tienen en cuenta los efectos de radio de Larmor finito. Los vectores flujo de calor están definidos como:

$$\vec{q}_\alpha = \left( \frac{\kappa_\alpha}{1 + \beta_\alpha^2} \right) (\vec{\nabla} T_\alpha + \beta_\alpha \frac{\vec{B}}{|\vec{B}|} \times \vec{\nabla} T_\alpha) \quad (11)$$

donde el subíndice  $\alpha$  indica tanto electrones como iones,  $\kappa$  es la conductividad térmica y  $\beta_\alpha = \omega_{c\alpha} \tau_\alpha$  es el producto entre la frecuencia de ciclotrón de la especie  $\alpha$  y el tiempo de colisión entre dicha especie y los iones.

Se supone geometría cilíndrica con simetría azimutal, las variables dependen sólo de  $r$ ,  $z$  y  $t$ . El campo magnético tiene sólo componente azimutal. Las variables utilizadas son  $\rho$ ,  $\rho \vec{v}$ ,  $B_\theta$ ,  $\rho \epsilon_i$  y  $\rho \epsilon_e$ . Se trabaja con una grilla euleriana de 2025 puntos y un esquema numérico denominado Lax-Wendroff. La ecuación del circuito externo es la equivalente a un circuito RLC serie con inductancia variable, correspondiente a la suma de un término constante (la llamada inductancia externa) más un término variable del sistema plasma-electrodos.

Este modelo ha sido comparado con resultados experimentales [54,55,56]. Se encuentra un acuerdo muy bueno para la dinámica, la corriente y las variables del plasma hasta el foco. A partir de este momento, hay un buen acuerdo cualitativo para la etapa densa del pinch (radio del pinch, densidad, temperatura electrónica). En la referencia [55] se comenta que a partir de este momento aparecen



oscilaciones numéricas que no permiten comparar los resultados; sugieren, además, que estas oscilaciones están relacionadas con el tamaño de la grilla y con el esquema de cálculo.

Por otra parte, es importante hacer notar que no es claro que el modelo de fluido describa adecuadamente a la etapa del pinch porque hay evidencias experimentales que sugieren la existencia de haces de partículas en el foco (al menos, en algunos casos) que no pueden ser explicados con un modelo como el descrito.

De los resultados del código de Potter, llama la atención el hecho que la temperatura electrónica sea mayor que la iónica, ya sea en la etapa coaxial como en la de convergencia (es más, en esta última la diferencia se incrementa), lo que indicaría que el calentamiento joule es superior al calentamiento viscoso o al adiabático. También llaman la atención los bajos valores de la temperatura en la lámina ( $\sim 30$  eV), ya que este modelo no tiene en cuenta la disociación molecular e ionización (que representa una energía de  $\sim 15$  eV por partícula, o sea la mitad de la energía térmica media por partícula que hay en la lámina), lo cual lleva a pensar que el modelo podría estar alejado de la realidad.

Un modelo más reciente es el desarrollado por Maxon y Eddleman [57]. Las ecuaciones de este modelo son básicamente las mismas que en el modelo de Potter. Las principales diferencias son: la ley de Ohm generalizada, ya que Maxon la utiliza sin el término termoeléctrico (el último del segundo miembro de la ecuación (10)), y el esquema numérico. Lo único en común entre ambos esquemas es la utilización de una viscosidad artificial [58] para poder trabajar con grandes variaciones de variables en pocos puntos, sin oscilaciones numéricas.

Entre ambos modelos no existen diferencias cualitativas apreciables. No obstante hay diferencias cuantitativas, por ejemplo, entre las velocidades de la etapa coaxial (la de Maxon es superior a la de Potter, aunque nunca más del 50%) y entre las temperaturas ( $T_i$  y  $T_e$ ) ya que en el código de Maxon ambas son iguales, aunque del mismo orden que las del código de Potter. Si bien en el trabajo de Maxon se muestran en algunas zonas temperaturas mucho más elevadas, hay que tener en cuenta que las zonas mencionadas están caracterizadas por poseer fuertes variaciones de densidad y son, precisamente, las zonas donde la viscosidad artificial adquiere importancia. Por lo tanto, los valores allí obtenidos tienen un significado físico dudoso.

En conclusión, el código de Potter, a pesar de sus defectos (entre ellos, no tiene en cuenta la ionización, requiere una grilla pequeña, etc.) es el más completo hasta el presente.

Existe un modelo magnetohidrodinámico con tres fluidos (iones, electrones y neutros) unidimensional desarrollado por Bazdenkov y Vikhrev [59]. A pesar de la limitación que significa trabajar en una dimensión, es interesante mencionar sus dos principales resultados. El primero es que la distribución de corriente tiene dos máximos: uno atrás, que es el pistón magnético usual, y otro nuevo, que aparece en el frente de choque. El segundo resultado es la pre-

sencia de gas neutro cerca del aislante, que no fue incorporado a la lámina de corriente, que permitiría una segunda ruptura (segundo "break-down"), que haría derivar parte de la corriente total por una zona cercana al aislante. La existencia de una corriente que permanece sobre el aislante en los equipos Plasma Focus, es sugerida por varios trabajos experimentales (ver, por ejemplo, referencias [60,61,62,63]).

Finalmente, se menciona que se ha desarrollado un código que simula la interacción de 20000 deuterones inmersos en un fluido electrónico [64]. Con esta simulación tridimensional se encuentra que la función distribución de los iones en el foco puede ser: térmica con baja temperatura, si la densidad es elevada; o térmica con mayor temperatura y una componente de alta energía (haz), para densidades más bajas. Esto llevaría a establecer la existencia de dos regímenes distintos de acuerdo a la densidad del plasma.

### II.3. Inestabilidades de plasmas acelerados.

Según se vió en II.1.1., la lámina de corriente puede presentar inestabilidades durante su convergencia hacia el eje. Estas inestabilidades se interpretan como inestabilidades del tipo de Rayleigh-Taylor, ya que la interfase entre la parte posterior de la lámina (la zona del pistón magnético) y el vacío, con presencia de campo magnético que queda atrás, está acelerada en la dirección del plasma, lo que equivale a una fuerza gravitatoria que va desde el plasma ("fluido pesado") hacia el vacío ("fluido liviano").

#### II.3.1. Consideraciones generales sobre las inestabilidades de Rayleigh-Taylor.

La clásica inestabilidad de Rayleigh-Taylor se refiere a una interfase plana entre dos fluidos (de extensión semiinfinita) de distinta densidad ubicados en un campo gravitatorio. La razón de crecimiento de la inestabilidad viene dada por:

$$\omega = \left[ g k \left( \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} \right) \right]^{1/2} \quad (12)$$

donde los subíndices 1 y 2 indican al fluido superior e inferior, respectivamente (las definiciones de superior e inferior son las habituales en presencia de un campo gravitatorio),  $\rho$  es la densidad,  $g$  la aceleración de la gravedad y  $k$  el número de onda de la inestabilidad (en muchos casos se usará la longitud de onda de la inestabilidad  $\lambda = 2\pi/k$  y el tiempo de crecimiento de la misma  $\tau_i = 2\pi/\omega$ ). De la relación (12) puede verse que existirá inestabilidad cuando  $\rho_1 > \rho_2$  (es decir,  $\omega$  real).

Kruskal y Swartzchild [65] mostraron que, para el caso de una interfase similar a la anterior entre un fluido conductor y un campo magnético, la relación de dispersión es igual a la del caso hidrodinámico puro. En este caso, teniendo en cuenta que la densidad correspondiente al vacío es cero, la relación de dispersión

queda:

$$\omega = (g k)^{1/2} \quad (13)$$

Tanto esta relación como la ecuación (12) muestran que la razón de crecimiento aumenta indefinidamente a medida que crece el número de onda. Sin embargo, se debe tener presente que no se han incluido efectos disipativos tales como tensión superficial o viscosidad, en el primer caso, y, resistividad o viscosidad, en el segundo. La inclusión de estos efectos, que inhiben el desarrollo de inestabilidades de pequeña longitud de onda, muestran la existencia de una longitud de onda que posee máxima razón de crecimiento (mínimo tiempo de crecimiento) [66].

En un trabajo desarrollado por Zadoff y Begun [67] se tienen en cuenta efectos disipativos. Los principales resultados son que las inestabilidades originales se modifican y que aparecen nuevos modos inestables. Sin embargo, cuando el vector de onda  $\vec{k}$  de la perturbación es perpendicular al campo magnético externo ( $\vec{k} \cdot \vec{B} = 0$ ) la longitud de onda de la inestabilidad es sólo función de la viscosidad  $\nu$ , por supuesto, de la aceleración; no así, de la resistividad. En particular, para la longitud de onda que posee menor tiempo de crecimiento se verifica:

$$\lambda_m = 12,8 g^{-1/3} \nu^{2/3} \quad (14)$$

donde  $\nu$  es la viscosidad del plasma. La correspondiente razón de crecimiento es:

$$\omega_m = \left( \frac{\pi g}{1,16 \lambda_m} \right)^{1/2} \quad (15)$$

Conviene destacar que para la obtención de las relaciones de dispersión es necesario partir de una determinada configuración de equilibrio. Luego, ecuaciones linealizadas describen el comportamiento de pequeñas perturbaciones alrededor de dicha configuración de equilibrio. Evidentemente, la relación de dispersión dependerá de las hipótesis hechas.

Existen numerosos trabajos que estudian las relaciones de dispersión para distintas configuraciones de equilibrio, que corresponden a distintos modelos de plasmas acelerados. Así se encuentran trabajos que mencionan que el campo magnético existe en todo el espacio, con una ecuación de balance de impulsos del tipo  $\vec{\nabla} p = \rho \vec{g}$  ( $p$  es la presión del fluido) [68] y otros en los cuales el balance de presiones está dado por el equilibrio entre la fuerza magnética y la fuerza inercial debida a la aceleración [69]. Por último, hay que destacar que existe un trabajo que contempla, además de la viscosidad y la resistividad, la presencia de líneas magnéticas que cambian de dirección dentro del plasma ("shear") [70].

No obstante la gran variedad de trabajos que existen sobre el tema, ninguno de ellos parte de una situación de equilibrio similar a la que se obtiene de un modelo de la lámina de corriente como el de Potter [52]. El inconveniente de partir de una configuración de equilibrio que no se resuelve analíticamente, es que se

hace muy difícil el análisis del comportamiento de las inestabilidades en función de los distintos parámetros. Quizás, lo mejor sea disponer de una solución analítica aproximada a orden cero (con suposiciones tales como incompresibilidad) pero que no modifique la física de la lámina. Mientras tanto, los resultados obtenidos a partir de las relaciones (13), (14) y (15) tienen validez limitada.

### II.3.2. Comparación de las relaciones de dispersión con resultados experimentales.

Existen pocos trabajos en los cuales se haya comprobado la relación de dispersión de las inestabilidades en equipos Plasma Focus.

En la referencia [33], a partir de las mediciones de la aceleración, la corriente total y la estimación de la densidad de la lámina, se justifica la ausencia de perturbaciones azimutales ( $\vec{k} \parallel \vec{B}$ ), que existen al comienzo de la descarga debido a incisiones periódicas en el ánodo, a través de las relaciones de dispersión dadas en la referencia [67] para el caso  $\vec{k} \parallel \vec{B}$ . Sin embargo, no hay comentarios respecto a la no aparición de inestabilidades tales que  $\vec{k} \cdot \vec{B} = 0$ .

Una verificación de la relación (13) se describe en la referencia [23]. El estudio, en este caso, se refiere a una etapa posterior a la primera compresión donde, según los autores, el mínimo radio del pinch y el mínimo radio de curvatura de las líneas de campo magnético, con temperaturas de plasma muy elevadas, producen una fuerza gravitatoria artificial muy grande, creando condiciones para el desarrollo de las inestabilidades. Es decir, que en este trabajo, no se estudian las inestabilidades durante la etapa de convergencia; la utilización de la relación (13) se refiere, pues, a la ya mencionada fuerza gravitatoria artificial y no a la simple aceleración del plasma.

Únicamente en la referencia [27] se muestran mediciones de las inestabilidades, observando que los efectos de la curvatura de la lámina (debido a su geometría cilíndrica) son despreciables y que se verifica la relación (15). Además, se utiliza la relación (14) para estimar la temperatura del plasma, a partir de la determinación de la viscosidad.

## CAPITULO III

### III.1. Introducción.

En este capítulo se describen las principales técnicas ópticas para el estudio de plasmas, aplicadas específicamente a la observación de las etapas de convergencia y del foco en equipos Plasma Focus.

La rapidez del fenómeno a estudiar (su duración total es de pocos centenares de nanosegundos) impone la utilización de fuentes luminosas pulsadas de pocos ns de duración, con la suficiente intensidad como para superar la luz emitida por la lámina de corriente. Esto se logra mediante el empleo de láseres pulsados de alta potencia.

A partir de las variaciones introducidas en el frente de onda de un haz luminoso que atraviesa un plasma, puede determinarse el índice de refracción. Conocido el índice de refracción es posible obtener la densidad del plasma, ya que existe una relación muy sencilla entre ambos, según se verá en III.2.1..

De los diversos métodos que existen, los más usados son:

i) Fotografía Shadow, que mide derivadas segundas del índice de refracción, a partir de los desplazamientos de los rayos sobre una pantalla donde son recogidos.

ii) Fotografía Schlieren, que mediante las desviaciones angulares sufridas por los rayos de luz, permite conocer el gradiente del índice de refracción.

iii) Interferometría, que a través de los cambios de fase en el frente de onda permite obtener directamente, el índice de refracción.

Desde el punto de vista del montaje óptico, todos estos métodos tienen una primera parte común, consistente en un haz luminoso de rayos paralelos, de sección aproximadamente igual al tamaño de la zona del plasma a estudiar (típicamente, un círculo de algunos centímetros de diámetro), y que se obtiene ampliando el haz que sale del láser mediante un sistema del tipo telescópico. Esto hace que, desde el punto de vista del montaje, resulte relativamente simple pasar de un método al otro.

Por otra parte, los tres métodos presentan aspectos complementarios que conviene destacar. La fotografía Schlieren puede registrar detalles de estructuras de plasma que son difícilmente revelados por un interferograma, ya sea porque la densidad del plasma es relativamente pequeña o porque las variaciones espaciales de dicha densidad son inferiores a la resolución espacial de los interferogramas. A su vez, la fotografía Shadow puede poner de manifiesto aspectos de la estructura del plasma en regiones de muy fuertes gradientes de la densidad, que la fotografía Schlieren no puede resolver. En consecuencia, es muy conveniente planear un montaje óptico que permita, con el mínimo de modificaciones, pasar de un mé-

todo al otro.

Este tipo de mediciones han sido realizadas anteriormente en diversos experimentos; en la referencia [71] se puede encontrar una reseña de las diferentes condiciones experimentales utilizadas y de los resultados obtenidos. Para detalles experimentales de la aplicación de estos métodos a los equipos Plasma Focus, ver, por ejemplo, los trabajos citados en el capítulo II (referencias [18] a [31]).

### III.2. Propagación de la luz en plasmas.

#### III.2.1. Índice de refracción de un plasma.

La importancia de conocer el índice de refracción de un plasma es que, en el caso de un alto grado de ionización ( $n_0 \lesssim n_e$ , donde  $n_e$  y  $n_0$  son las densidades de electrones y neutros, respectivamente), existe una relación sencilla entre dicho índice y la densidad de electrones. Como se supone además cuasineutralidad ( $|n_i - n_e| \ll n_e$ ,  $n_i$ : densidad de iones, en este caso con  $Z=1$ ) la densidad de iones es prácticamente igual a la de electrones ( $n_i \sim n_e$ ), y, por lo tanto, en lo que sigue se referirá a cualquiera de ellas como densidad del plasma.

Evaluando las distintas contribuciones al índice de refracción, debidas a los distintos componentes del plasma, a saber: electrones, iones libres, átomos neutros o en diversos estados de ionización (ya sean en el estado fundamental o en estados excitados), surge que la contribución más importante es la debida a los electrones libres. Esto puede verse teniendo en cuenta que las contribuciones de todos los componentes que no sean electrones o iones libres, se pueden escribir en la forma [72,73]:

$$n = 1 + A \left( 1 + \frac{B}{\lambda^2} \right) n_e \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad (16)$$

donde  $n$  es el índice de refracción,  $A$  y  $B$  constantes que dependen de la especie considerada,  $\lambda$  la longitud de onda de la luz y  $n_e$  la densidad de la especie considerada. Los valores característicos de  $A$  y  $B$  (para deuterio) son  $A \cong 4 \cdot 10^{-24}$  y  $B \cong 6 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^2$  [73,74] y, como puede verse, para valores de  $\lambda$  que corresponden al visible, se tiene  $B/\lambda^2 \ll 1$ ; por lo que este término no contribuye.

Por otra parte, las contribuciones debidas a electrones y a iones libres tienen la misma forma, sin embargo, la correspondiente a electrones es mucho mayor que la debida a iones, porque aquellos son más perturbados por el campo eléctrico, debido a su menor masa.

El índice de refracción  $n$  de un plasma embebido en un campo magnético depende de la pulsación  $\omega$  de la onda electromagnética; de la pulsación  $\omega_p$  del plasma; de la pulsación  $\omega_c$  de ciclotrón de los electrones y de  $\nu_{ei}$ , la frecuencia de colisión entre electrones e iones. Sin embargo, para ondas electromagnéticas de frecuencias comprendidas dentro del rango visible, y mientras los campos magnéticos no superen los  $10^7 \text{ G}$ , las densidades de plasma los  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$

y las temperaturas los Mev (condiciones que se cumplen ampliamente en los equipos Plasma Focus), se verifica que  $\omega \gg \omega_x$ ,  $\nu_{ei}$  y  $\omega > \omega_p$ . En estas circunstancias, la contribución de los electrones al índice de refracción resulta [75]:

$$n = 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \quad (17)$$

usando que  $\omega_p^2 = 3,2 \cdot 10^9 n_e$  (cgs) y que  $\lambda = 2\pi c/\omega$ , se puede escribir:

$$n = 1 - 4,48 \cdot 10^{-14} [\lambda(\text{cm})]^2 n_e (\text{cm}^{-3}) \quad (18)$$

Comparando las ecuaciones (16) y (18), para  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ , se puede ver que la contribución debida a los electrones es casi dos órdenes de magnitud superior a las demás contribuciones. En consecuencia, podemos decir que el índice de refracción de un plasma, que verifique las relaciones entre las frecuencias dadas más arriba, es lineal con la densidad electrónica.

### III.2.2. Trayectoria de un haz luminoso en un medio con índice de refracción variable.

Suponiendo que la aproximación de la óptica geométrica es apropiada para describir los efectos sufridos por un rayo de luz que atraviesa un medio con índice de refracción variable,  $n(x, y, z)$ , y llamando  $s$  a la coordenada sobre la trayectoria de un rayo, se deben cumplir:

$$\frac{d}{ds} \left( n \frac{dx}{ds} \right) = \frac{\partial n}{\partial x} ; \frac{d}{ds} \left( n \frac{dy}{ds} \right) = \frac{\partial n}{\partial y} ; \frac{d}{ds} \left( n \frac{dz}{ds} \right) = \frac{\partial n}{\partial z} \quad (19)$$

y las leyes de Snell en las superficies de discontinuidad de  $n$ .

En la figura 5 se ilustra el efecto producido por una perturbación genérica del índice de refracción de un medio, sobre un dado rayo luminoso. En ausencia de la perturbación, el rayo llegaría a la pantalla  $P$ , en el punto  $Q$ , con la dirección  $\theta$  y al tiempo  $t$ . La perturbación modifica, en principio, estas tres magnitudes y, en consecuencia, el rayo llega a la pantalla en el punto  $Q'$ , con la dirección  $\theta'$ , y en el instante  $t'$ . Colocando sistemas ópticos apropiados en la trayectoria del haz luminoso, es posible registrar el desplazamiento ( $Q \rightarrow Q'$ ), la deflexión ( $\epsilon = \theta' - \theta$ ), la diferencia de fase ( $\tau = t' - t$ ), o más generalmente, alguna combinación de ellos.

Un sistema que registre principalmente el desplazamiento es llamado dispositivo Shadow; a aquellos que registran la deflexión, se los llama arreglo Schlieren; y, finalmente, los que registran la diferencia de fase, son los dispositivos interferométricos.

### III.3. Descripción de los métodos ópticos.

#### III.3.1. Método Shadow.

En la figura 6 se muestra un sistema óptico simple que permite obtener registros Shadow. Como se ve, la luz que atraviesa la

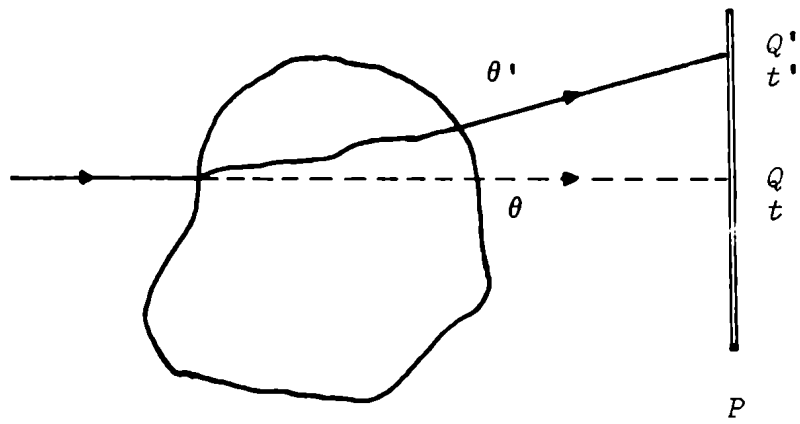


Figura 5: Trayectoria de un haz luminoso en un medio con índice de refracción variable.

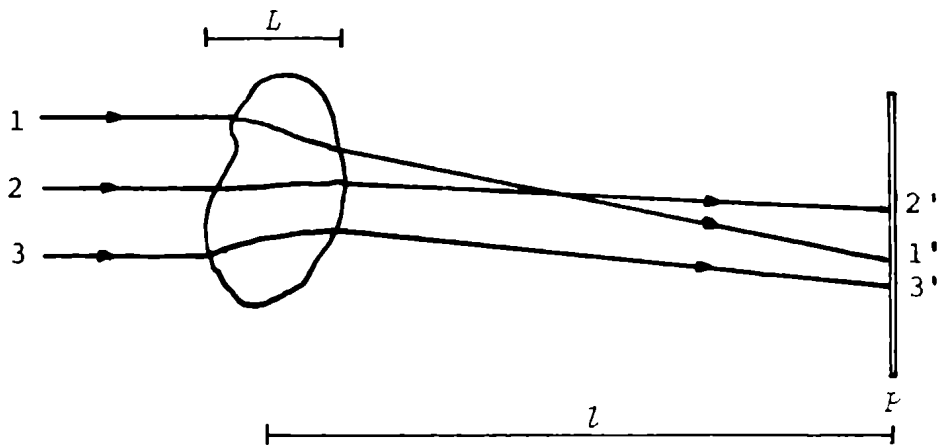


Figura 6: Esquema de un sistema simple para obtener registros Shadow.

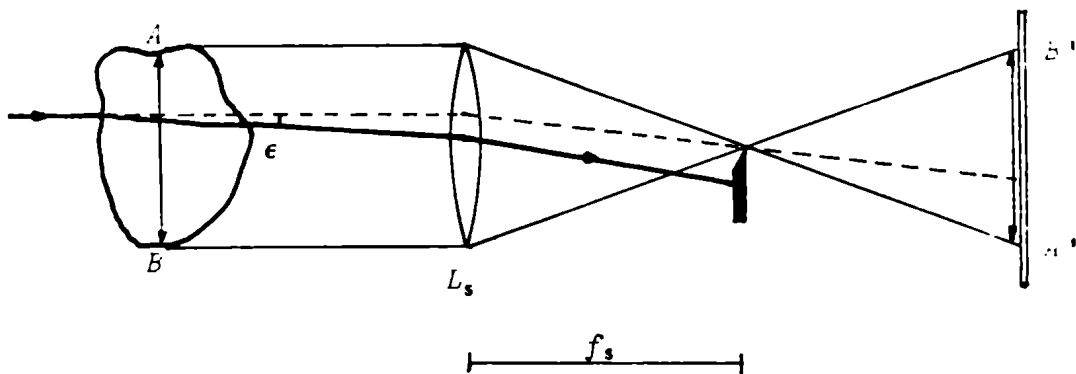


Figura 7: Esquema de un dispositivo Schlieren simplificado.



zona de  $n$  variable, es recogida directamente sobre una pantalla  $P$ , a una distancia  $l$  de la zona de la perturbación.

El principio de la fotografía Shadow es bastante sencillo. Un haz uniforme con frente de onda plano atraviesa el objeto (plasma) y se recoge sobre una pantalla (película fotográfica). Si el índice de refracción del objeto es constante, los rayos no se desvían y la iluminación sobre la pantalla es uniforme. Lo mismo ocurre si el gradiente (perpendicular al haz) del índice de refracción es constante, ya que todos los rayos sufren igual desviación  $y$ , por lo tanto, la pantalla seguirá uniformemente iluminada. En cambio, si hay variaciones (en la dirección transversal al haz) del gradiente del índice de refracción, los distintos rayos sufrirán distintas desviaciones  $y$ , en consecuencia, habrá cambios en la iluminación de la pantalla (ver figura 6).

Se puede mostrar que la variación de la iluminación para un punto sobre la pantalla, siempre que las desviaciones de los rayos sean pequeñas, es [76]:

$$\frac{\Delta I}{I} \cong l \int_0^L \frac{1}{n} \left( \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right) dy \quad (20)$$

donde  $L$  es la longitud del medio dispersor en la dirección del rayo (dirección  $y$ ). Para el caso de un plasma que satisface las relaciones vistas en III.2.1., se tiene:

$$\frac{\Delta I}{I} \cong -4,48 \cdot 10^{-14} \lambda^2 l \int_0^L \nabla_{\perp}^2 n_e dy \quad (21)$$

(el símbolo  $\nabla_{\perp}^2$  se usa en lugar de  $(\partial^2/\partial x^2) + (\partial^2/\partial z^2)$ ).

En principio, sería posible obtener valores de  $n_e$  a partir de las mediciones de variación de iluminación. Sin embargo, la inversión de la ecuación (21) no siempre es factible; puede hacerse, únicamente, en caso de que exista alguna dependencia sencilla de  $n_e$  con las coordenadas. Además, debe verificarse que los desplazamientos de los rayos sean lo suficientemente pequeños para garantizar que no haya superposición de rayos provenientes de distintos puntos del objeto.

Como generalmente en los plasmas estudiados no se verifican alguno de estos hechos, la fotografía Shadow no se usa para la obtención de resultados cuantitativos. Comunmente se la utiliza para estudios de la cinemática de los plasmas.

Cuando se la utiliza con este fin, hay varios aspectos que considerar: la resolución espacial, el mínimo tamaño detectable y la menor derivada segunda detectable.

Debido a que, en un sistema real, el haz utilizado para iluminar el plasma posee un cierto ángulo de divergencia  $\theta$  respecto de un haz paralelo, debe haber una mínima distancia, entre dos puntos, para que estos aparezcan separados en la pantalla. La divergencia hace que rayos que pasan por un mismo punto objeto estén separados por una distancia  $l \cdot \theta$  sobre la pantalla. Es decir, que para resolver dos puntos distintos, éstos deben estar separados por una distancia  $d$  tal que:

$$d \geq l \cdot \theta \quad (22)$$

Por otro lado, para detectar una zona muy pequeña, es necesario que la desviación del rayo producida por ella sea mayor que la desviación producida por difracción. Dado que esta última produce una deflexión del orden  $\lambda/\delta$  (para una zona cuyo tamaño sea del orden de  $\delta$ ), el criterio para detectar la zona por efecto Shadow (aunque no necesariamente resolverla) es:

$$|\epsilon| > \lambda/\delta \quad , \quad \text{o bien} \quad \delta > \lambda/|\epsilon| \quad (23)$$

donde  $\epsilon$  es la deflexión del rayo debido a los cambios en la densidad.

Para el caso de deflexiones pequeñas ( $\epsilon \ll 1$ ), se puede demostrar que [77]:

$$\epsilon = \epsilon_x = \int_0^L \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} dy \quad (24)$$

donde  $n$  es el índice de refracción, y  $\epsilon_x$  la desviación en la dirección  $x$ . (En caso de existir, también, variación del índice en la dirección  $z$ , se debe poner  $\epsilon = (\epsilon_x^2 + \epsilon_z^2)^{1/2}$ , donde  $\epsilon_z$  se define de manera análoga a  $\epsilon_x$ ).

En el caso de un plasma que satisface los requisitos expuestos en III.2.1., se puede poner:

$$\epsilon \cong -4,48 \cdot 10^{-14} \lambda^2 \int_0^L \frac{\partial n_e}{\partial x} dy \quad (25)$$

Como un criterio práctico, para una zona de plasma pequeña con simetría cilíndrica alrededor del eje  $z$  que esté caracterizada, por un diámetro  $\delta$  y una densidad  $\hat{n}_e$ , la integral de la ecuación anterior se puede aproximar por:

$$\int_0^L \frac{\partial n_e}{\partial x} dy \sim \int_0^\delta \frac{\hat{n}_e}{\delta} dy \sim \hat{n}_e \quad (26)$$

por lo tanto:

$$\epsilon \sim -4,48 \cdot 10^{-14} \lambda^2 \hat{n}_e \quad (27)$$

Aplicando este resultado al criterio dado en la ecuación (23), se obtiene:

$$\delta > \frac{1}{4,48 \cdot 10^{-14} \lambda \hat{n}_e} \quad (28)$$

o bien:

$$\delta \cdot \hat{n}_e > \frac{2,23 \cdot 10^{13}}{\lambda} \quad (29)$$

que da un criterio práctico para determinar si una pequeña zona cilíndrica puede ser detectada mediante el efecto Shadow.

Por otra parte, es importante mencionar que si bien es suficiente que se cumpla la relación (23) para poder detectar una zona,

podría ocurrir que, por efecto de la difracción, dicha zona se vea ensanchada. El ancho de difracción sobre la pantalla será proporcional a  $1/\delta$ . Entonces, si se cumplen:

$$\delta > (l \lambda)^{1/2} \quad (30)$$

y la relación (23), la zona podrá ser detectada y resuelta; en cambio, en caso de no verificarse la ecuación (30) pero si la (23), podrá detectarse, pero se verá ensanchada hasta un tamaño de  $\sim (l \cdot \lambda)^{1/2}$ .

Finalmente, mencionaremos el mínimo laplaciano medio detectable. Todo detector posee un mínimo valor de  $\Delta I/I$  que puede detectar. En virtud de esto y de la relación (21) se puede poner:

$$|\overline{\nabla_I^2 n_e}| \geq (\overline{\nabla_I^2 n_e})_{\min} \equiv \left(\frac{\Delta I}{I}\right)_{\min} \frac{2,23 \cdot 10^{13}}{\lambda^2 L l} \quad (31)$$

donde:

$$\overline{\nabla_I^2 n_e} \equiv \frac{1}{L} \int_0^L \nabla_I^2 n_e dy \quad (32)$$

De las relaciones (22) y (31), se ve que existe un compromiso para la elección de  $l$ , ya que la sensibilidad aumenta con ella, mientras que la resolución disminuye.

### III.3.2. Método Schlieren.

La figura 7 muestra esquemáticamente un dispositivo Schlieren simplificado. La lente Schlieren  $L_s$  enfoca, sobre la pantalla  $P$ , al plano  $AB$ . Además, en el foco de  $L_s$ , se coloca un obstáculo  $O$  (por ejemplo, un borde filoso) tal que, en ausencia de perturbaciones en  $n_e$ , el haz luminoso paralelo (focalizado en el plano focal de  $L_s$ ) pasa justo por encima del obstáculo, produciendo una iluminación uniforme en la pantalla  $P$ . La presencia de variaciones de  $n_e$  en la zona de estudio, causará deflexiones en los haces, tal como se indica en la figura 7. Es evidente que los rayos desviados hacia "abajo" serán interceptados por el obstáculo, produciéndose zonas oscuras en la pantalla  $P$ .

Teniendo en cuenta que en realidad el haz luminoso produce una mancha focal en el plano focal de  $L_s$ , el obstáculo podrá interceptar parcialmente la luz, produciéndose variaciones relativas de intensidad sobre la pantalla  $P$ . Se ha demostrado [78] que la iluminación de cualquier punto de la pantalla es proporcional al área sin ocultar del correspondiente pincel luminoso, o sea:

$$\frac{\Delta I}{I} = - \frac{\Delta A}{A} \quad (33)$$

donde  $A$  es el área de la mancha focal y  $\Delta A$  el área interceptada por el obstáculo. El cociente  $\Delta A/A$  es sólo función de la deflexión del rayo  $\epsilon$  y de la geometría, tanto de la fuente como del obstáculo.

Para poder realizar análisis cuantitativos a partir de las mediciones de  $\Delta I/I$ , es conveniente elegir sistemas en los cuales la

dependencia de  $\Delta A/A$  con la deflexión  $\epsilon$  sea lineal. Por ejemplo, si el obstáculo consiste en un borde opaco y la fuente posee una forma rectangular, con un lado paralelo al obstáculo (ver figura 8), se puede ver que:

$$-\frac{\Delta A}{A} = \frac{\epsilon f_s}{h} \quad (34)$$

donde  $f_s$  es la distancia focal de la lente Schlieren y  $h$  la altura, respecto del borde opaco, de la parte de la mancha focal que queda sin ocultar, en ausencia de perturbaciones. Evidentemente, esta relación es válida para deflexiones que no lleguen a ocultar totalmente la fuente, ya que, a partir de este momento no hay más variación de intensidad porque no llega luz a la pantalla. De la misma manera si la fuente estuviese separada del obstáculo, todas las deflexiones que no llegasen a ocultar parte de la fuente, no producirían cambio en la intensidad (se tendría iluminación uniforme).

Otro caso interesante es el de una mancha focal de forma circular y un obstáculo también circular, como se muestra en la figura 9. Si llamamos  $d$  y  $w$  a los diámetros de la fuente y del obstáculo, respectivamente, y teniendo en cuenta el comentario anterior, los casos de mayor interés son aquellos en que  $w = d$ . En la figura 10 se muestra el comportamiento de  $\Delta A/A$  en función del parámetro adimensional  $x$ , definido como  $x = \epsilon f_s / d$ , para el caso en que  $w = d$ . Puede observarse un comportamiento bastante lineal con  $x$ , para valores tales que  $0 \leq x \leq 0,9$ . En esta zona, se puede escribir:

$$-\frac{\Delta A}{A} \cong 1,16 \frac{\epsilon f_s}{d} \quad (35)$$

La ventaja de usar orificios circulares es que se pueden detectar corrimientos angulares en cualquier dirección perpendicular a la trayectoria del haz luminoso y, en consecuencia el método es sensible a cualquier gradiente perpendicular del índice de refracción.

Recordando que la deflexión  $\epsilon$  (en el caso  $\epsilon \ll 1$ , ver ecuación (24)), tiene dos componentes, en las direcciones  $x$  y  $z$ , que se obtienen como:

$$\epsilon_x = \int_0^L \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} dy \quad \epsilon_z = \int_0^L \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} dy \quad (36)$$

y, utilizando las relaciones (18), (33) y (34) o (35), se tiene:

$$\frac{\Delta I}{I} \cong -4,48 \cdot 10^{-14} \frac{\lambda^2 f_s}{h} \int_0^L \frac{\partial n_\epsilon}{\partial x} dy \quad (37)$$

en el caso de una fuente rectangular y un borde opaco paralelo al eje  $z$ ; y:

$$\frac{\Delta I}{I} \cong -5,2 \cdot 10^{-14} \frac{\lambda^2 f_s}{d} \left[ \left( \int_0^L \frac{\partial n_\epsilon}{\partial x} dy \right)^2 + \left( \int_0^L \frac{\partial n_\epsilon}{\partial z} dy \right)^2 \right]^{1/2} \quad (38)$$

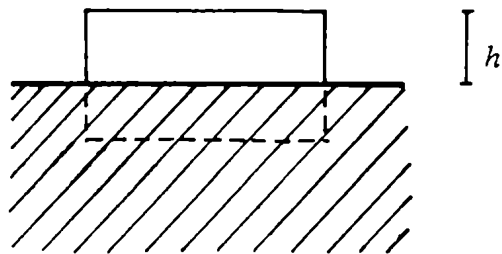


Figura 8: Obstáculo y mancha focal rectangulares.

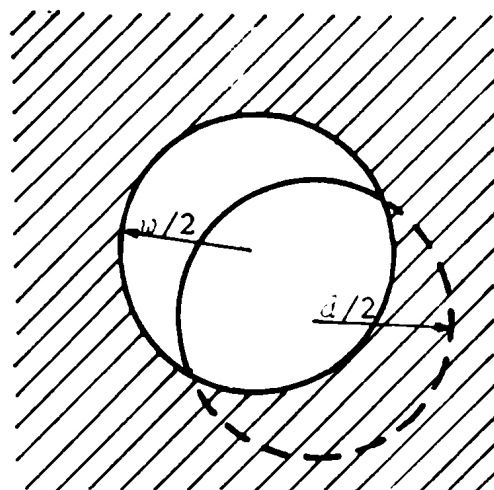


Figura 9: Obstáculo y mancha focal circulares.

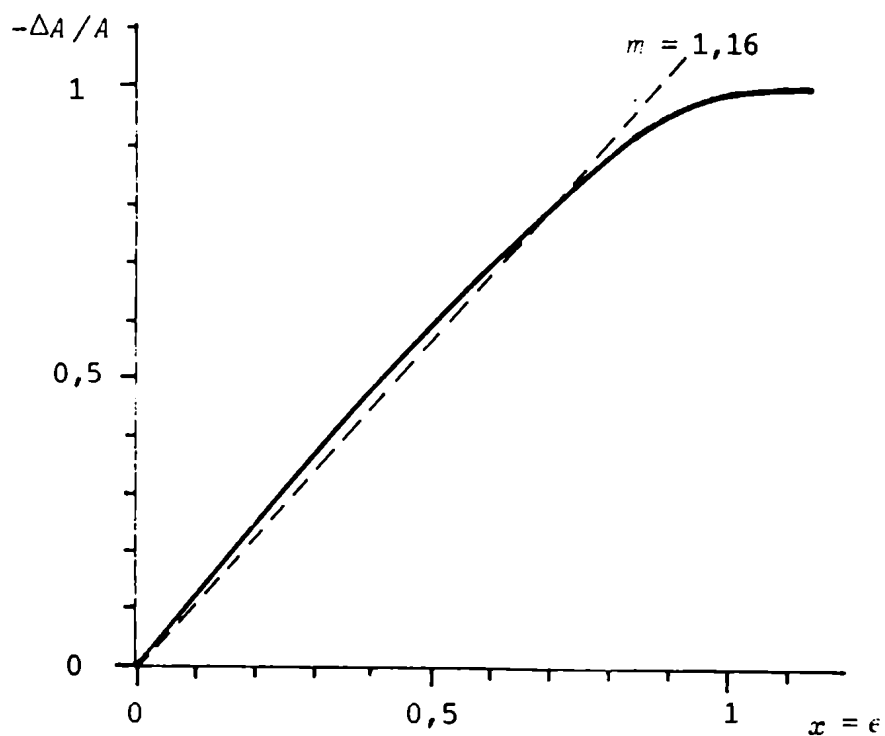


Figura 10: Gráfico del ocultamiento de la mancha focal, para el caso circular, en función del desplazamiento de la misma.

para el caso de fuente y obstáculo circulares con radios iguales. Esta última expresión se puede escribir, por simplicidad, como:

$$\frac{\Delta I}{I} \cong -5,2 \cdot 10^{-14} \frac{\lambda^2 f_s}{d} \int_0^L \nabla_{\perp} n_e dy \quad (39)$$

donde el símbolo  $\nabla_{\perp}$  utilizado, queda definido al igualar las ecuaciones (38) y (39).

Al igual que en el caso de la fotografía Shadow, la obtención de resultados cuantitativos es prácticamente imposible en casos donde no pueden hacerse hipótesis relativamente sencillas respecto a la dependencia de  $n_e$  con la posición. De todas formas, si en algún caso se desea un análisis cuantitativo, es necesario realizar una calibración previa mediante gradientes conocidos. La fotografía Schlieren se usa habitualmente para la obtención de resultados cualitativos, complementándose con la fotografía Shadow, según se comentó en el parágrafo III.1..

La sensibilidad del método Schlieren se define como el cociente entre el contraste sobre la pantalla y la deflexión angular, es decir:

$$s = \frac{\Delta I/I}{\epsilon} \cong 1,16 \frac{f_s}{d} \quad (40)$$

donde la última igualdad es válida para el caso circular.

Por otra parte, hay que tener en cuenta los efectos de difracción producidos a la imagen de la fuente, sobre el obstáculo. Si  $p$  es la apertura de la lente Schlieren, la imagen de la fuente aparece ensanchada [78] en:

$$\Delta \approx \frac{\lambda f_s}{p} \quad (41)$$

es decir, que un halo de dimensión  $a = \Delta/2$  aparece sobre el contorno de la imagen de la fuente. En consecuencia,  $d$  no puede ser menor que  $a$ , ya que la respuesta del sistema dejaría de ser lineal, o sea, que debe ser:

$$d \gtrsim a = \frac{\lambda f_s}{2p} \quad (42)$$

Comparando las ecuaciones (40) y (42), se ve que, para un dado sistema óptico, la máxima sensibilidad se obtiene cuando  $d \sim a$ .

Sin embargo, las inhomogeneidades en la zona del plasma bajo estudio, pueden producir mayores distorsiones en la imagen de la fuente que los debidos a los efectos de apertura finita. Para una inhomogeneidad de dimensión característica  $\delta$ , el máximo de sensibilidad se obtiene (en la zona de la inhomogeneidad) para  $d \sim \lambda f_s / 2\delta$ .

Por último, debido a que el sistema detector posee un límite inferior para la determinación del contraste ( $\Delta I/I$  mínimo), existe un gradiente medio mínimo detectable, que viene dado por:

$$|\overline{\nabla_{\perp} n_e}| \geq (\overline{\nabla_{\perp} n_e})_{\min} \equiv \left( \frac{\Delta I}{I} \right)_{\min} \frac{1,9 \cdot 10^{13} d}{\lambda^2 L f_s} \quad (43)$$

para el caso circular, donde  $\overline{\nabla_{\perp} n_e}$  se define como:

$$\overline{\nabla_{\perp} n_e} \equiv \frac{1}{L} \int_0^L \nabla_{\perp} n_e dy \quad (44)$$

Para el caso rectangular se tiene una relación similar.

### III.3.3. Interferometría holográfica.

La idea del método interferométrico consiste, esencialmente, en registrar variaciones relativas del índice de refracción de la zona bajo estudio, a través de variaciones en el orden de interferencia (que se manifiesta por el corrimiento de franjas de interferencia) de un interferograma preestablecido, debidas a los desfases (producidos por las variaciones de caminos ópticos) introducidos por el cambio del índice de refracción.

Por otra parte, un holograma almacena las amplitudes y fases de un frente de onda sobre un plano (por ejemplo, la placa fotográfica) de manera que permite su fiel reconstrucción posterior. Esto se consigue produciendo una estructura de interferencia muy fina entre un haz "escénico" (reflejado o transmitido por el objeto) y un haz de referencia, provenientes de la misma fuente.

La figura 11 muestra el esquema de un sistema de interferometría holográfica que utiliza el llamado método de doble exposición [79]. La luz del haz proveniente del láser se divide en dos haces con la lámina semitransparente  $R$ . Uno de ellos atraviesa el medio bajo estudio (el plasma) y una cuña  $C$ , e incide sobre una placa fotográfica  $P$ ; el otro, en cambio, llega a la placa luego de reflejarse en el espejo  $E$ . Si la diferencia de caminos entre los dos haces es inferior a la longitud de coherencia del láser, sobre  $P$  se forma un holograma que contiene la información de los desfases producidos en el frente óptico al atravesar el medio y la cuña.

Luego de exponer la placa en presencia del medio, se realiza otra exposición sin el medio bajo estudio y con una modificación en el índice de refracción de la cuña  $C$  (por ejemplo, si dicha cuña es un recipiente de vidrio, esto se logra cambiando el tipo de gas que contiene y/o su presión). En consecuencia, sobre la placa, quedan registrados dos hologramas idénticos en todo, salvo en los efectos producidos por el medio y la cuña. Al realizar la reconstrucción de dichos hologramas se producirá una interferencia entre ambas reconstrucciones.

Este tipo de holograma (denominado "holograma imagen") tiene el inconveniente que sólo reconstruye las zonas del mismo que fueron correctamente superpuestas (ya que hay una relación directa entre posición sobre la placa fotográfica e imagen). La forma de evitar esto es mediante el uso de los denominados hologramas difusivos (cuya diferencia básica es que estos poseen un difusor en el camino del haz escénico), donde cada zona de la placa guarda toda la información del holograma, permitiendo una fiel reconstrucción a partir de las zonas correctamente expuestas.

Sin embargo, este tipo de hologramas, tiene problemas por la

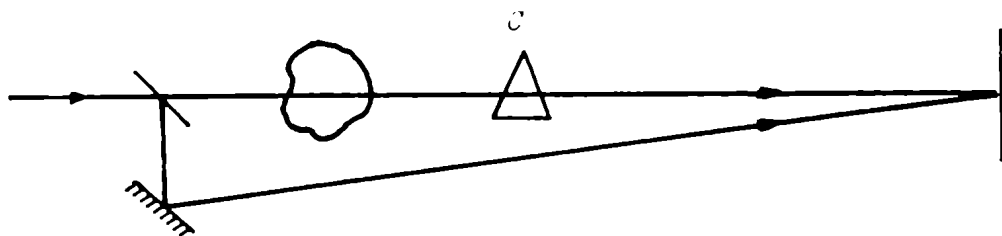


Figura 11: Esquema de un sistema de interferometría holográfica de "doble exposición".

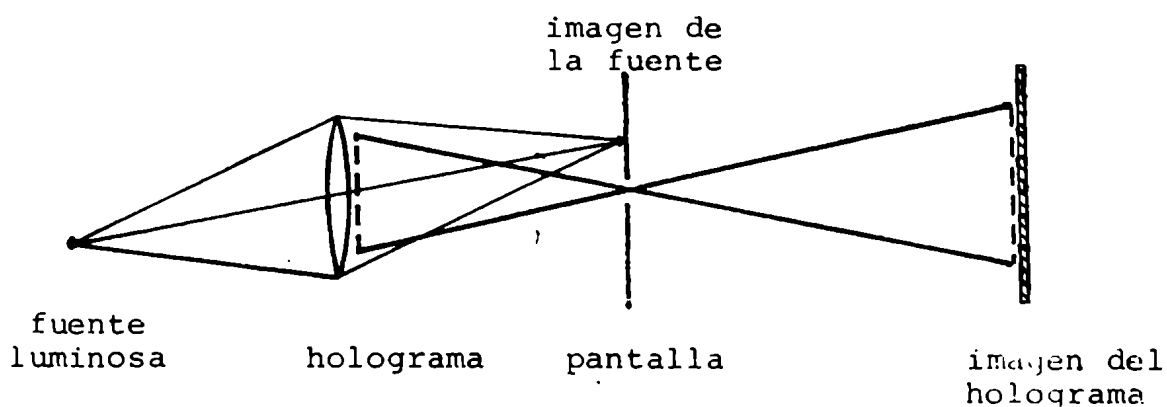


Figura 12: Dispositivo para la reconstrucción de hologramas imagen con luz blanca.

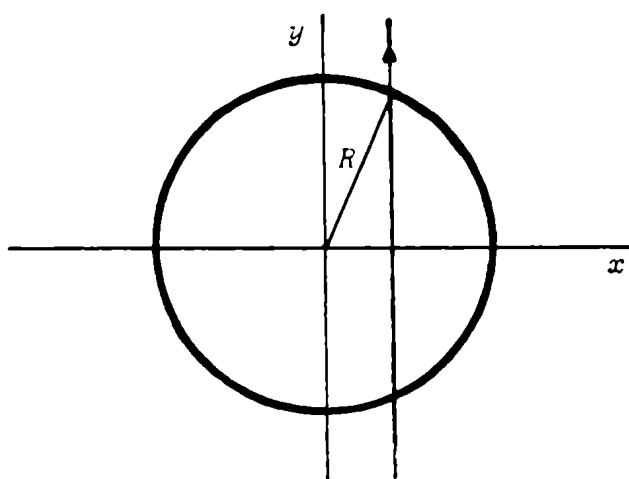


Figura 13: Sistema de coordenadas para un rayo que atraviesa un plasma con geometría cilíndrica.



aparición de "speckle". Además, el holograma imagen puede reconstruirse con luz natural. En la figura 12 se muestra esquemáticamente un dispositivo para la reconstrucción de hologramas de este tipo.

En la realización del holograma, se utiliza la cuña con el fin de producir un sistema uniforme de franjas claras y oscuras que sirven como referencia. Entre las ventajas de utilizar franjas de referencia se puede mencionar que éstas permiten determinar el signo y la multiplicidad de la fase del objeto [80]. Existen varias elecciones posibles para la función que describe la diferencia de fase en el plano de observación. Con la utilización de la cuña, se ha elegido una función del tipo  $m \cdot z$  (lineal con la coordenada  $z$ ).

Con el sistema descrito, la perturbación introducida por el medio se manifiesta como un corrimiento del orden de interferencia. El corrimiento por unidad de franja puede ponerse como:

$$s(x, z) = \frac{1}{\lambda} \int_0^L \Delta n \, dy \quad (45)$$

donde  $\Delta n$  es la diferencia en el índice de refracción entre las dos exposiciones. Como en un caso hay plasma y en el otro no, haciendo uso de la ecuación (18) queda:

$$s(x, z) = -4,48 \cdot 10^{-14} \lambda \int_0^R n_e(x, y, z) \, dy \quad (46)$$

Debido a que el corrimiento de franjas,  $s(x, z)$ , posee, en la práctica, un mínimo y un máximo detectable (el máximo estará dado, como orden de magnitud, por la cantidad total de franjas que existen en la placa), los valores de la densidad que se miden con este método estarán acotados. En consecuencia, el valor medio de la densidad, determinado con este método, debe cumplir:

$$\frac{2,23 \cdot 10^{13} s_{\min}}{\lambda L} = \bar{n}_e \min \leq \bar{n}_e \leq \bar{n}_e \max = \frac{2,23 \cdot 10^{13} s_{\max}}{\lambda L} \quad (47)$$

donde:

$$\bar{n}_e = \frac{1}{L} \int_0^L n_e \, dy \quad (48)$$

Los valores  $s_{\min}$  y  $s_{\max}$  dependerán de la experiencia. Valores típicos son alguna fracción de franja para  $s_{\min}$  y algunas decenas de franjas para  $s_{\max}$ .

En presencia de fuertes gradientes de los índices de refracción, la deflexión que éstos provocan, hace que el rayo emerja del plasma desde un punto distinto al que hubiese salido sin deflexión. Esto lleva a asignar un corrimiento de franjas sobre un camino que no es el atravesado por el haz. La corrección para este error puede verse en la referencia [71]. El resultado es que, si se define el parámetro  $q$  como:

$$q = 7,5 \cdot 10^{-15} \lambda^2 \frac{L^2}{n} \left( \frac{\partial n_e}{\partial x} \right)^2 \quad (49)$$

donde todos los símbolos tienen el significado usual (se supone, además, que sólo hay variaciones uniformes de la densidad, perpendiculares al haz en la dirección  $x$ ), el criterio dice que si  $q < s_{\min}$  no hay que hacer corrección y viceversa.

#### III.4. Inversión de Abel.

Para el caso de un plasma con simetría cilíndrica, puede invertirse la ecuación (46), en el sentido de obtener el perfil de densidades, a partir de los corrimientos.

El corrimiento de franjas debido a un rayo que atraviesa el plasma, perpendicularmente al eje de simetría, paralelo al eje  $y$ , a una distancia  $x$  de dicho eje (ver figura 13) puede escribirse (a partir de la ecuación (46)) como:

$$s(x, z) = -2 \lambda 4,48 \cdot 10^{-14} \int_0^D n_e(x, y, z) dy ; D = \sqrt{R^2 - x^2} \quad (50)$$

donde  $R$  es el radio del cilindro (en general,  $R$  es función de  $z$ ,  $R = R(z)$ ). Escrito en coordenadas cilíndricas queda:

$$s(x, z) = -2 \lambda 4,48 \cdot 10^{-14} \int_0^R n_e(r, z) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}} \quad (51)$$

Usando la transformación integral de Abel, se obtiene:

$$n_e(r, z) = \frac{1}{\pi 4,48 \cdot 10^{-14} \lambda} \int_r^R \frac{\partial s}{\partial x} \frac{dx}{\sqrt{x^2 - r^2}} \quad (52)$$

es decir:

$$n_e(r, z) = \frac{7,1 \cdot 10^{12}}{\lambda} \int_r^R \frac{\partial s}{\partial x} \frac{dx}{\sqrt{x^2 - r^2}} \quad (53)$$

Excepto en los casos en que  $s(x, z)$  sea una función analítica simple, la ecuación (53) debe resolverse numericamente. El método que se utiliza es el desarrollado en la referencia [81] que consiste, básicamente, en obtener una secuencia de valores de  $s(x, z)$ , evaluados a un dado  $z$  y en los puntos  $x_k = kR/n$  ( $k = 0, 1, \dots, n-1$ ). De estos valores de  $s(x, z)$  (designados  $s_k$ ) se obtienen valores de  $n_e(r, z)$  (denominados  $n_{ej}$ ), correspondientes a los puntos de coordenadas  $z$  y  $r_j = jR/n$  ( $j = 0, 1, \dots, n-1$ ), usando la fórmula:

$$n_{ej} = \frac{1}{R} \sum_k a_{jk} s_k \quad (54)$$

donde los  $a_{jk}$  son coeficientes tabulados. En la referencia [81] se dan los coeficientes para  $n = 10$ ,  $n = 20$  y  $n = 40$  ( $j \geq 30$ ).

Este método ha sido probado con diferentes perfiles. Los errores introducidos por el método son inferiores al 0,1% en estos perfiles de prueba.

La utilización de puntos esquiapaciados no siempre es posible. En este caso puede usarse alguno de los métodos, para puntos no equiespaciados, dados en la referencia [82].

## CAPITULO IV

### IV.1. Equipo y cámara de la experiencia.

El equipo utilizado para las mediciones ópticas es el Plasma Focus 1MJ, tipo Mather, perteneciente al Laboratorio Plasma Focus de la "Associazione Euratom-CNEN sulla Fusione" (Centro di Frascati) [ 83].

La configuración utilizada es la denominada "pequeño diámetro" cuyas principales características son (ver figura 14):

Capacidad  $C = 1250 \mu F$ .

Inductancia externa  $L_0 = 16 \text{ nH}$ .

Radio del electrodo interno  $a = 8 \text{ cm}$ .

Radio del electrodo externo  $b = 12 \text{ cm}$ .

Longitud de los electrodos  $l = 56 \text{ cm}$ .

Longitud del aislante  $l_a = 10 \text{ cm}$ .

El electrodo interno es macizo de acero inoxidable, el externo consiste de doce barras equiespaciadas del mismo material y el aislante es de alúmina ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ). Se trabajó con una tensión inicial en el banco de condensadores,  $V_0$ , entre 20 y 35 kV, y con presiones de llenado en la cámara de la experiencia,  $p_0$ , entre 1 y 15 torr de deuterio.

La figura 15 muestra un corte horizontal de un sector cilíndrico de la cámara de vacío y sus accesos (los electrodos están montados con su eje perpendicular al plano del dibujo). Este sector, con sus accesos, se ha montado mediante suplementos de manera tal que ellos quedaran a la altura del extremo libre de los electrodos. A pesar de que el tamaño de los accesos permitiría observar el desborde de la lámina de corriente (y, en consecuencia, toda la etapa de convergencia), el tamaño de las ventanas ópticas disponibles limitaron el campo visual a una zona de unos 5 cm de diámetro, centrada con el eje del equipo, observándose sólo la parte final de la etapa de la convergencia y la etapa del foco.

En vista del hecho que la descarga produce una fuerte erosión de los electrodos y paredes de la cámara, con la consiguiente metalización de las superficies internas de las ventanas, se las alejó todo lo posible del eje de la cámara, mediante extensiones laterales, sobre las cuales se instaló un sistema de válvulas que permiten retirar las ventanas, para eventuales limpiezas o cambios, sin exponer todo el equipo a la atmósfera. La figura 16 muestra esquemáticamente las extensiones laterales con sus válvulas, que se instalaron en los dos accesos enfrentados de 120 mm.

Sin embargo las ventanas resultaron igualmente dañadas en pocas decenas de descargas. Una posible solución es generar un campo magnético en el tubo que soporta la ventana, con el fin de deflectar a las gotas metálicas. Esta solución ha sido empleada con éxito en otro laboratorio [ 84].

Alrededor de la cámara de la experiencia, existen zonas de

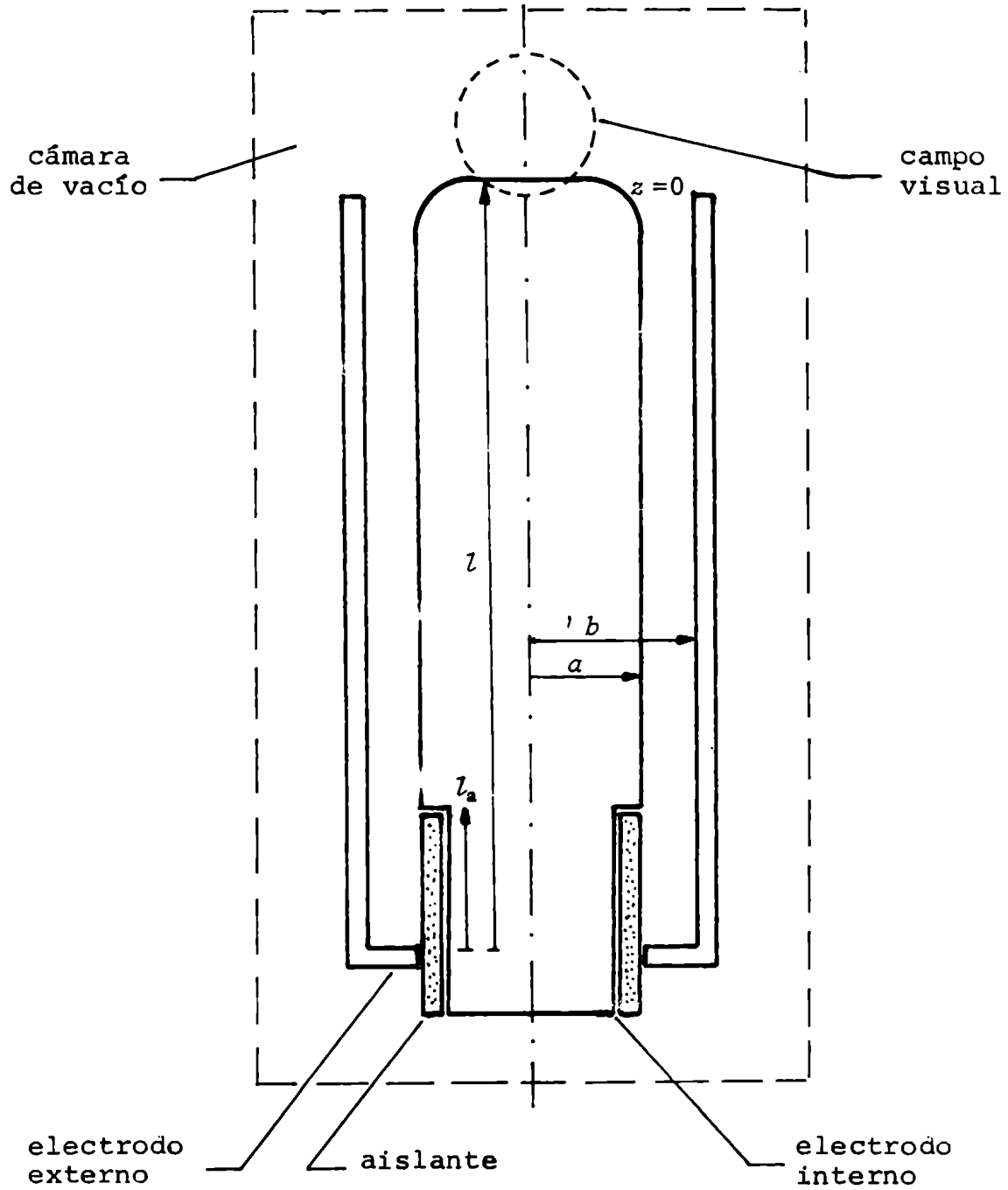


Figura 14: Esquema de la configuración "pequeño diámetro" del equipo 1 MJ de Frascati.

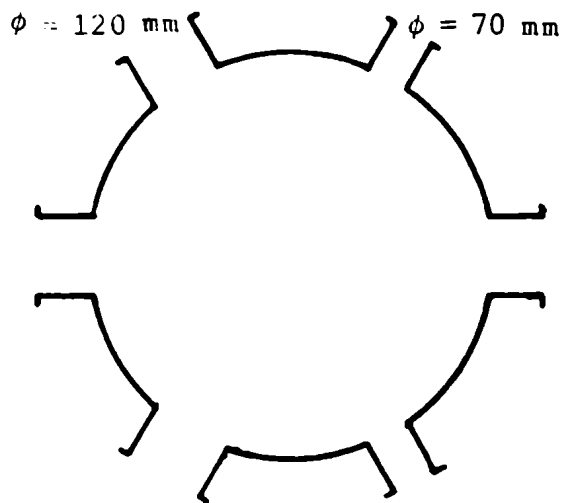


Figura 15: Esquema de un corte horizontal de la cámara de vacío.

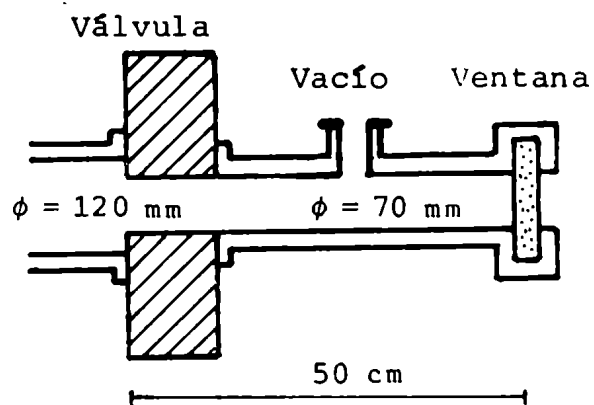


Figura 16: Esquema de las extensiones laterales.

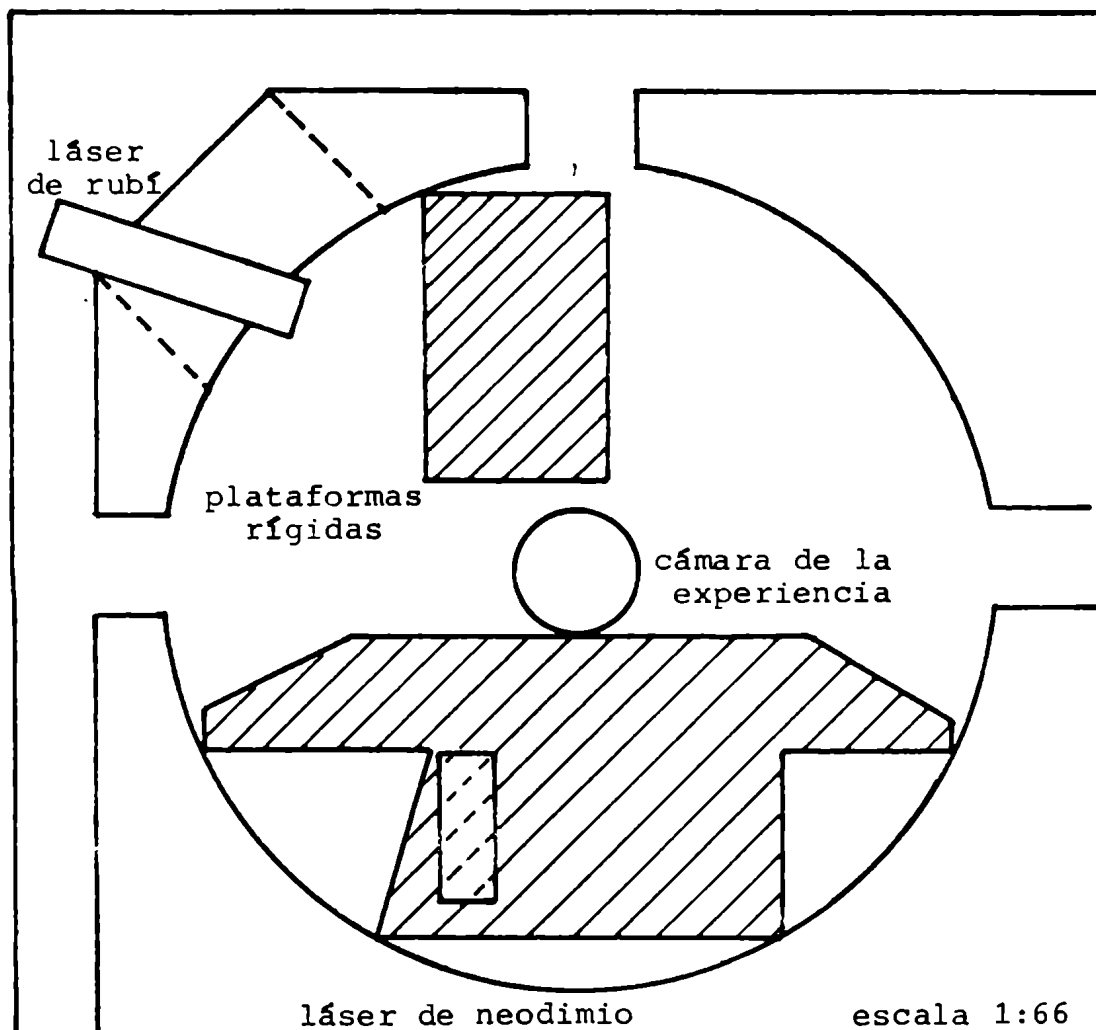


Figura 17: Esquema de la disposición de la cámara de la experiencia.

estructura rígida que se utilizaron para el montaje de los sistemas ópticos. La figura 17 muestra la disposición de la cámara y de las estructuras.

#### IV.2. Láseres utilizados.

Se utilizaron dos láseres pulsados para las mediciones ópticas: uno de rubí y otro de neodimio.

El láser de rubí es un KORAD K-1500 que opera en modo Q-switch y consiste de un oscilador y dos amplificadores. La duración del pulso generado por el oscilador es de  $\sim 15$  ns, a altura mitad. Con el fin de disponer de un pulso más breve, se intercaló entre los dos amplificadores un obturador electro-óptico [85], que reduce el pulso a unos 2 ns. La figura 18 muestra un esquema de este sistema. Operando con el obturador electro-óptico, se obtiene un pulso de  $\sim 100$  mJ de energía (50 MW) con longitud de onda  $\lambda = 6943$  Å, que posee un diámetro de  $\sim 1$  cm y una divergencia  $\theta \sim 1$  mrad.

Los inconvenientes principales de este sistema son la pobre uniformidad de la iluminación del haz y la necesidad de requerir ajustes periódicos para lograr un buen funcionamiento.

El láser de neodimio es un Quantel YG49 que produce pulsos muy cortos debido a que posee una cavidad resonante de muy corta longitud, operada también en modo Q-switch. Posee dos amplificadores y un sistema doblador de frecuencias, que permite trabajar en el visible. Un esquema de este láser se muestra en la figura 19.

A la salida del láser se obtiene un pulso de  $\sim 50$  mJ de energía ( $\sim 15$  MW) para la longitud de onda  $\lambda = 5300$  Å, cuyo diámetro es de  $\sim 0,6$  cm y con una divergencia  $\theta \sim 1$  mrad.

Este sistema posee mayor uniformidad de iluminación y mucha mayor estabilidad (prácticamente no necesita ajustes) que el otro. Por estos motivos se comenzó trabajando con este láser. Se realizaron medidas de la energía y de la forma del pulso. Mediante un calorímetro digital se observaron pulsos de hasta 80 mJ en 5300 Å. Con un fotodiodo ITL FD 125 M20 y un osciloscopio Tektronix 7904 se registró la forma temporal del pulso, que resultó ser de 3 ns de ancho a altura mitad (ver figura 20). También se determinó la polarización de la luz láser, que resulta a  $45^\circ$  respecto de la vertical.

Lamentablemente, al cabo de apenas un centenar de mediciones, los controles electrónicos de este láser fueron seriamente dañados por pulsos espurios de tensión inducidos por el ruido electromagnético proveniente de la descarga del Plasma Focus. Como la causa de este problema radicaba en la extremada sensibilidad de la electrónica del láser de neodimio (porque el sistema se había blindado cuidadosamente), se optó por continuar el trabajo con el láser de rubí (de electrónica más robusta) y con él se realizaron la mayor parte de las fotografías.

#### IV.3. Sincronismo entre el Plasma Focus y el láser.

Un detalle a tener en cuenta es la forma de correlacionar el

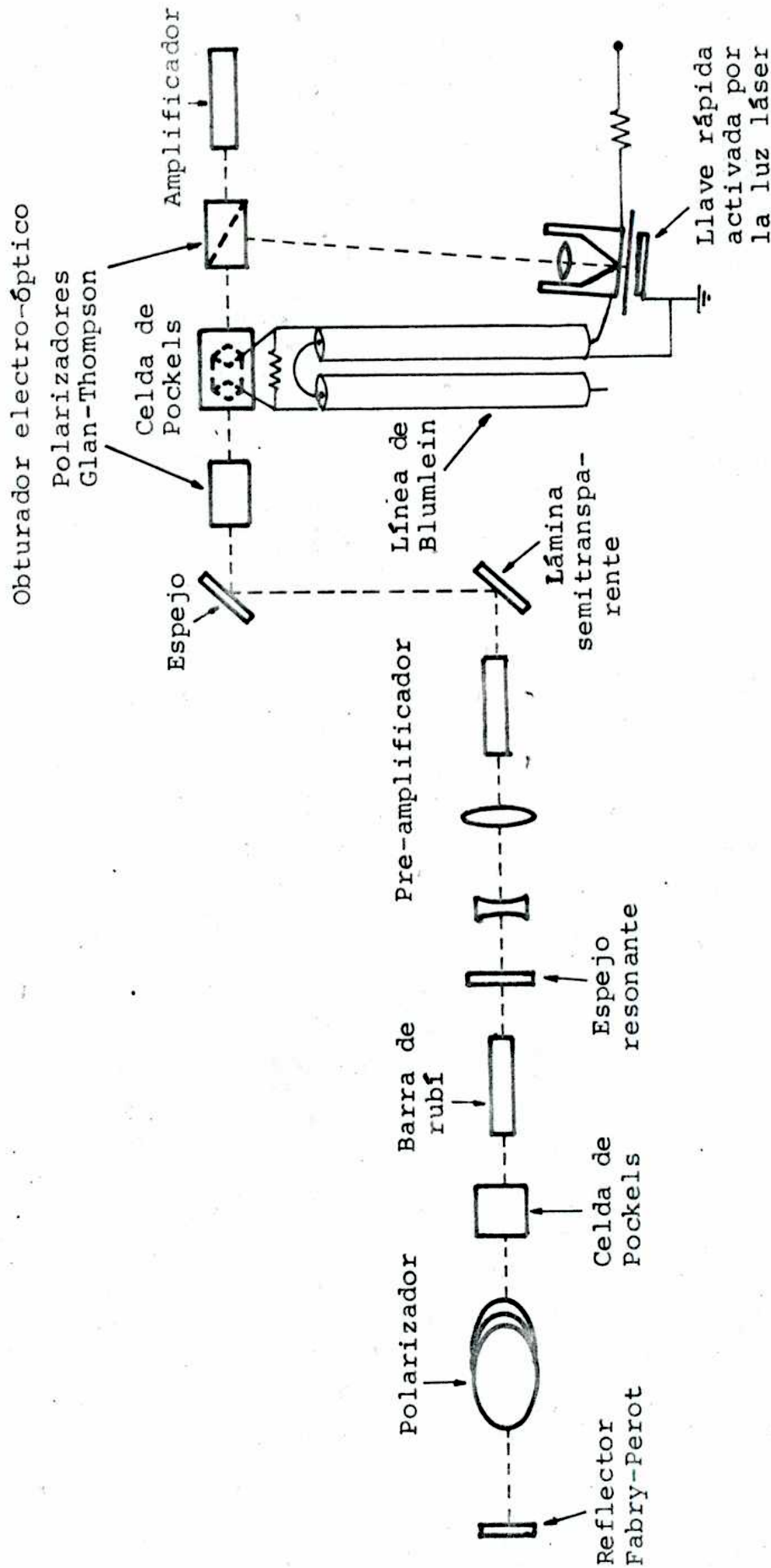


Figura 18: Esquema del sistema láser de rubí KORAD K-1500.

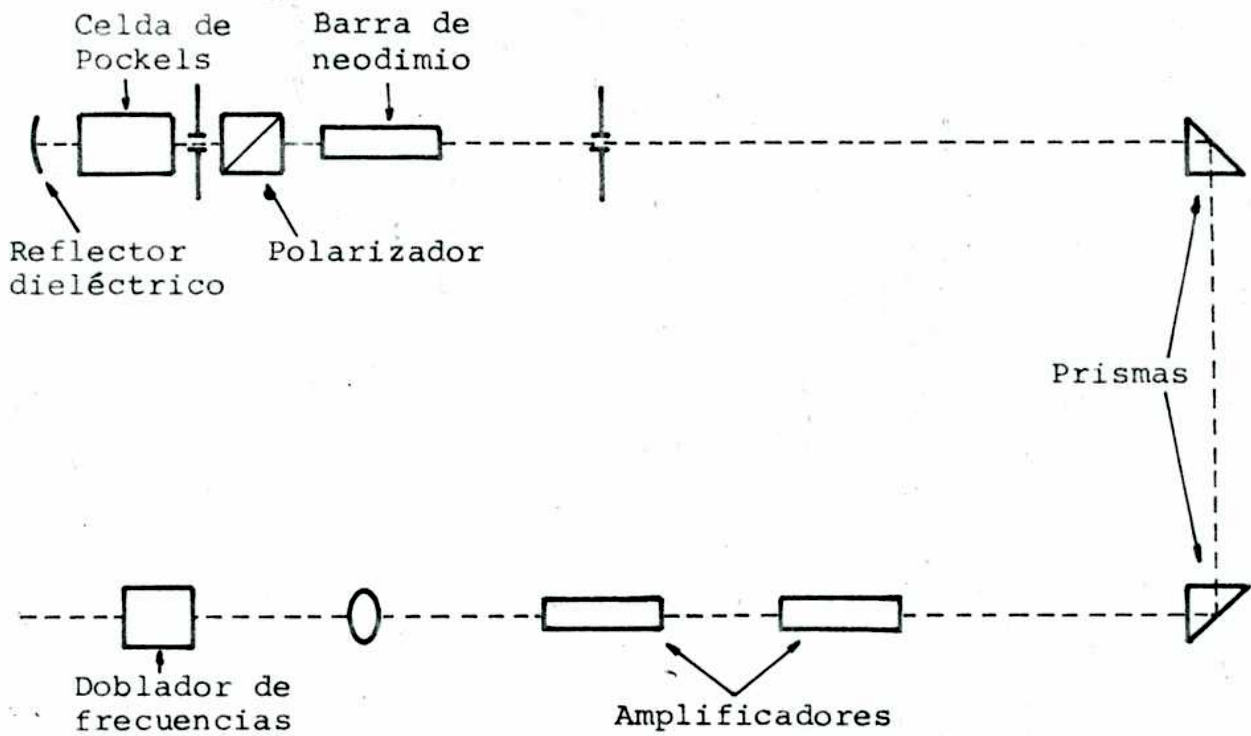
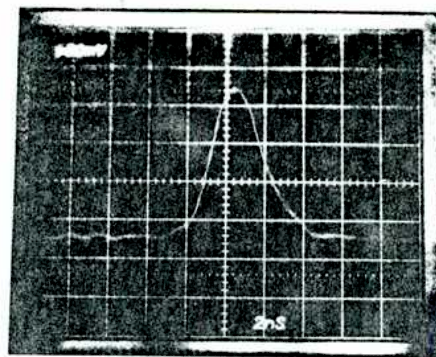


Figura 19: Esquema del láser de neodimio Quantel YG 49 YAG.



2 ns

Figura 20: Forma temporal del pulso del láser Quantel.



disparo láser con la descarga del equipo Plasma Focus.

La secuencia temporal de eventos que debe seguirse para disparar el láser es la siguiente:

i) Carga de los condensadores que alimentan las lámparas ("flashes") del oscilador y los amplificadores.

ii) Descarga de dichos condensadores que encienden las lámparas.

iii) Apertura de la celda de pockels que realiza el Q-switch del oscilador.

La operación de carga de los condensadores puede realizarse, sencillamente, con un pulsador y sin limitaciones de tiempo, pues el dispositivo láser tiene un sistema de control automático que mantiene cargados a los condensadores en el voltaje prefijado.

Las operaciones ii) y iii) pueden realizarse en dos formas diversas, una concatenada y la otra independiente. En la concatenada la señal eléctrica de descarga de los flashes provee, luego de un retraso oportuno ( $\sim 300 \mu s$ , que es el tiempo característico en el cual se llega al máximo de corriente, en dicha descarga) otra señal que abre la celda de Pockels. En la forma de operación independiente esta última señal no la produce el sistema láser y debe ser provista desde el exterior.

Dado que el tiempo óptimo de descarga de los flashes es muy largo comparado con el tiempo característico de formación del foco ( $\sim 10 \mu s$ ), resulta imprescindible iniciar la cadena de eventos con la descarga de las lámparas y, en consecuencia, se debe lograr que el accionamiento del equipo Plasma Focus lo produzca el sistema láser.

Con este fin se utiliza una señal, de tipo escalón, provista por el sistema láser en el instante que comienza la descarga de los flashes. Esta señal, a través de un retardo temporal variable, inicia la descarga del banco de condensadores del Plasma Focus. Ajustando apropiadamente el retraso se logra que la apertura de la celda de Pockels se produzca en coincidencia con la llegada de la lámina a la zona de estudio.

Este esquema tiene el inconveniente de presentar una aleatoriedad ("jitter") del orden de 50 ns. Se han intentado otros esquemas para reducir esa aleatoriedad, tales como usar el láser en la forma de operación independiente, actuando la celda de Pockels mediante una señal generada por un fotodiodo activado por la luz de la lámina, sin obtenerse resultados satisfactorios.

#### IV.4. Los sistemas ópticos.

##### IV.4.1. El sistema Shadow.

La figura 21 muestra un esquema del sistema Shadow utilizado, que permite obtener tres fotografías, en distintos instantes de una misma descarga.

El sistema está compuesto por:

- 1) El láser de rubí
- 2) Un espejo ( $E_1$ ) para cambiar la dirección del haz.

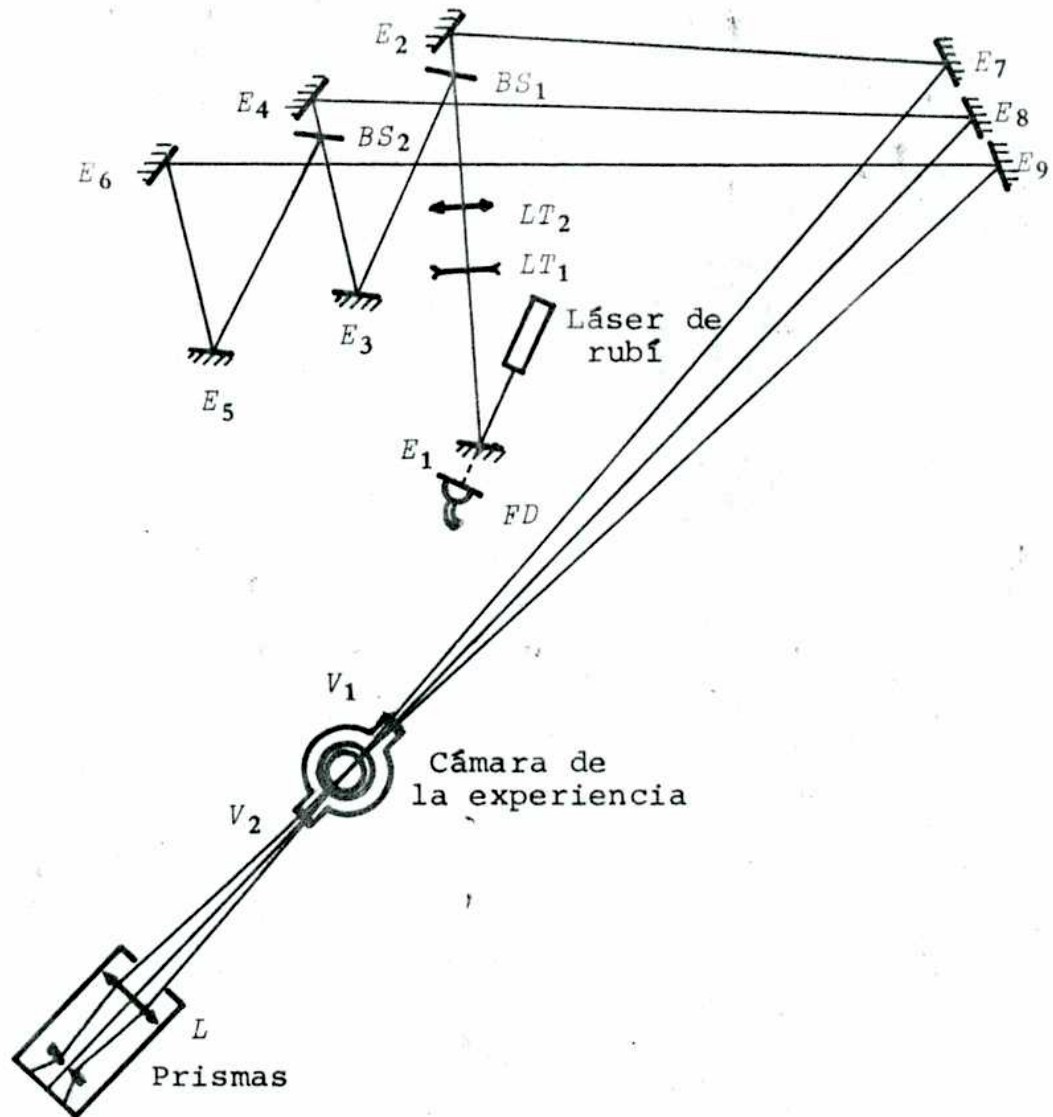


Figura 21: Esquema del sistema Shadow que permite obtener tres fotografías de una misma descarga

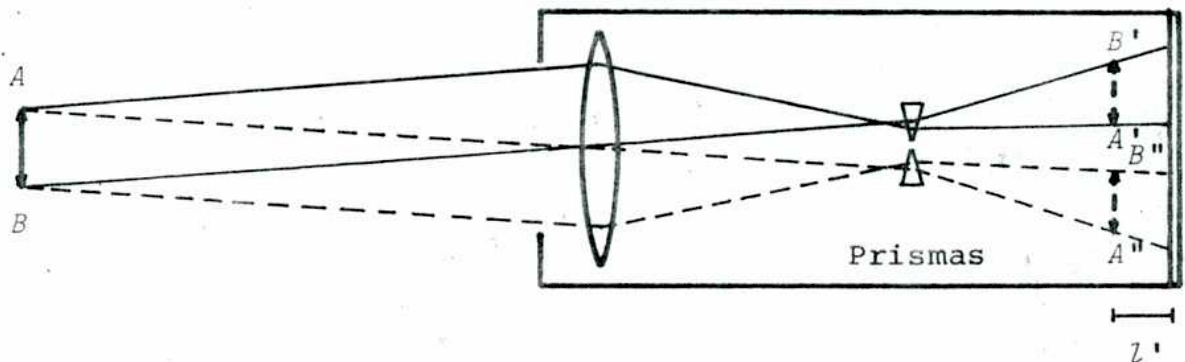


Figura 22: Marcha de rayos dentro de la cámara fotográfica del sistema Shadow (sólo se muestran dos haces).

- 3) Un sistema telescópico, formado por las lentes  $LT_1$  ( $f_{T1} = -10$  cm) y  $LT_2$  ( $f_{T2} = 30$  cm).
- 4) Un sistema, compuesto por láminas semitransparentes y espejos, que permite obtener tres haces con distintos retardos ( $E_2, E_3, E_4, E_5, E_6, E_7, E_8, E_9, BS_1, BS_2$ ).
- 5) La cámara de la experiencia con sus ventanas ópticas ( $V_1, V_2$ ).
- 6) Una cámara fotográfica con lente de enfoque y un sistema de prismas para separar los tres haces sobre la película fotográfica.

Los espejos y las láminas semitransparentes son dieléctricos interferométricos debido, principalmente, a la elevada energía por unidad de área que reciben, que es suficiente para dañar a espejos aluminizados. Los componentes dieléctricos alcanzan el valor prefijado de reflexión para una longitud de onda, un ángulo de incidencia y una polarización que tienen especificados.

Como no se disponían de todos los elementos con los valores requeridos para obtener tres haces de igual intensidad, se usaron los que había, intercalándose adecuadamente filtros grises de KODAK, en los distintos brazos, hasta lograr haces de intensidades similares. El retraso entre dos haces sucesivos es de 18 ns.

El telescopio tiene un aumento de  $M = 3$ . Esto lleva al haz del láser a un tamaño relativamente pequeño ( $\sim 3$  cm de diámetro) para iluminar la zona de interés. Sin embargo, debido a las grandes distancias que recorre el haz antes de llegar a la cámara de la experiencia ( $\sim 10$  cm), su divergencia intrínseca lo lleva a un tamaño aceptable ( $\sim 5$  cm de diámetro). Debe recordarse que, si bien la ventana permite el pasaje de haces de hasta 6 cm de diámetro, en este caso deben pasar tres haces muy cercanos y con ángulos ligeramente diferentes, lo cual disminuye la sección útil de la ventana. En las condiciones experimentales empleadas, el tamaño de haz es prácticamente el óptimo.

La cámara fotográfica fue construida con un cajón de madera que posee un orificio en un extremo para el pasaje de los tres haces. Dentro del cajón hay una lente ( $f = 50$  cm) que cumple dos funciones. Por un lado, forma una imagen del plasma a una dada distancia de la película (esta distancia es la que determina la sensibilidad del método Shadow) y, por el otro, enfoca los tres haces de rayos paralelos en tres puntos (ubicados cerca del plano focal de la lente) para así poder desviar, mediante el uso de pequeños prismas los tres haces, de manera de formar tres imágenes separadas sobre la película (ver figura 22).

Debido a que la luz del láser es lo suficientemente intensa como para velar la película (POLAROID 57, 3000 ASA) es necesario la utilización de filtros atenuadores. Se usaron filtros KODAK grises, ya que la intensidad de la luz láser es muy superior a la emitida por el plasma. Estos filtros sirven además de cierre de luz a la cámara fotográfica, ya que ésta no posee obturador. Se verificó también que la luz ambiente no impresionase la película durante el tiempo que se requiere para la preparación y realización de la des-

carga del equipo Plasma Focus (generalmente, algunos minutos). No obstante, se redujo la luz ambiente.

Cuando se trabaja con una lente de enfoque (como en este caso), la distancia  $l$  (que ha sido definida en el capítulo III como la distancia entre el objeto y la pantalla) debe calcularse como:

$$l = \frac{l'}{M} \quad (55)$$

donde  $l'$  es la distancia entre la pantalla y la imagen del objeto, y  $M$  es el aumento producido por la lente.

Los valores de  $l$  utilizados variaron entre  $l = 1$  cm y  $l = 15$  cm. Con valores pequeños de  $l$  no se obtuvieron buenas fotografías: tenían poco contraste. Las mejores fotografías se obtuvieron con  $l \cong 10$  cm. Las que se presentan en el capítulo V fueron obtenidas con este valor de  $l$ .

Teniendo en cuenta el valor del ángulo de divergencia del rayo láser ( $\theta \sim 10^{-3}$  rad.), la longitud de onda utilizada ( $\lambda = 6943$  A), el mínimo contraste detectable por la película ( $(\Delta I/I)_{\min} \cong 0,05$ ) y los tamaños característicos del plasma observado ( $L \cong 1$  a 4 cm), se encuentra que:

i) La resolución del sistema (distancia a la cual deben estar dos zonas distintas para verlas separadas) es, según la ecuación (22):

$$d \geq 100 \mu \quad (56)$$

ii) Las zonas más pequeñas detectables, según el criterio adoptado en III.3.1., que supone geometría cilíndrica, debe cumplir (ver ecuación (29)):

$$\delta \cdot \hat{n}_e > 3,2 \cdot 10^{17} \text{ cm cm}^{-3} \quad (57)$$

iii) Mínimo tamaño con el que se observa una zona detectable (por efectos de difracción) es, de acuerdo a la ecuación (30):

$$\delta > 260 \mu \quad (58)$$

iv) Por último, la mínima derivada segunda media de la densidad que puede registrarse, es (ver ecuación (31)):

$$|\overline{\nabla^2 n_e}| \geq 2,3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}/\text{cm}^2 \quad \text{para } L = 1 \text{ cm} \quad (59)$$

y:

$$|\overline{\nabla^2 n_e}| \geq 5,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}/\text{cm}^2 \quad \text{para } L = 4 \text{ cm} \quad (60)$$

Estos valores merecen algunos comentarios.

La primera relación dice que dos zonas separadas por más de  $100 \mu$  deben resolverse, sin embargo, no hay que olvidar que, debido a la duración del pulso láser ( $\tau_L \sim 2$  ns), estas zonas se verían superpuestas si tuviesen una velocidad  $v \geq 5 \cdot 10^6$  cm/s. Por lo tanto, en la lámina durante su convergencia ( $v_r \sim 10^7$  a  $5 \cdot 10^7$  cm/s), sólo podrán resolverse zonas separadas por distancias mayores que  $\sim 200 \mu$

a 1 mm.

Debido a la evidencia experimental sobre la existencia de estructuras pequeñas de muy alta densidad en la etapa del foco (ver, por ejemplo, la referencia [86]) es interesante saber si este sistema puede o no detectar dichas microestructuras. Para zonas como las propuestas en la referencia [87] de forma aproximadamente cilíndrica con un diámetro  $\delta \sim 100 \mu$  y con una densidad entre  $4 \cdot 10^{19}$  y  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  [87,88], se tiene que  $\delta \cdot \bar{n}_e$  está comprendido entre  $4 \cdot 10^{17}$  y  $10^{18} \text{ cm cm}^{-3}$ , y de acuerdo a la relación (57) serían detectables; pero aparecerían ensanchadas, ya sea por difracción (ver ecuación (58)), o por tener alta velocidad ( $v \gtrsim 10^7 \text{ cm/s}$ ). En todos estos casos, la película fotográfica podría detectarlas pues posee aproximadamente 20 pares de líneas por mm, y, además, según la ecuación (21) tendrían un excelente contraste.

Las derivadas segundas características que posee el plasma pueden estimarse teniendo en cuenta que las densidades del foco y de la lámina son de  $\sim 5 \cdot 10^{18}$  y  $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , respectivamente, con longitudes características de variación de  $\sim 1 \text{ mm}$ . Luego,  $\nabla_{\perp}^2 n_e \sim 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}/\text{cm}^2$  en la zona del foco ( $L \cong 1 \text{ cm}$ ) y  $\nabla_{\perp}^2 n_e \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}/\text{cm}^2$  en la lámina ( $L \cong 4 \text{ cm}$ ). De ser así, el contraste sería bueno en los dos casos, de acuerdo a las ecuaciones (59) y (60).

#### IV.4.2. El sistema Schlieren.

La figura 23 muestra un esquema del montaje del sistema Schlieren, que permite obtener una sola fotografía por disparo.

El detalle del sistema es el siguiente:

- 1) El láser de neodimio.
- 2) Dos espejos ( $E_1$  y  $E_2$ ) para modificar la dirección del haz.
- 3) Un sistema telescópico formado por las lentes  $LT_1$  ( $f_{T1} = -15 \text{ cm}$ ) y  $LT_2$  ( $f_{T2} = 200 \text{ cm}$ ).
- 4) La cámara de la experiencia con sus ventanas ópticas ( $V_1$  y  $V_2$ ).
- 5) La lente Schlieren ( $L_s$ ) y el obstáculo, ubicado en su foco, que consiste en una pantalla que posee un pequeño orificio ( $OS$ ).
- 6) Dos lentes de enfoque ( $L_1$  y  $L_2$ ), que forman una imagen del plasma sobre la placa fotográfica.
- 7) Una cámara fotográfica.

Al igual que en el sistema Shadow, se utilizaron espejos dieléctricos interferométricos.

La elevada intensidad del láser permitió trabajar con un aumento mayor en el telescópico ( $M \cong 13$ ), que llevó el diámetro del haz de  $\sim 0,6 \text{ cm}$  hasta  $\sim 8 \text{ cm}$ , sobre la cámara de la experiencia; eligiéndose la zona más uniforme del mismo para que atravesase el plasma.

La marcha de los rayos, luego de atravesar la cámara de la experiencia, se muestra esquemáticamente en la figura 24. El sistema de lentes ( $L_s$ ,  $L_1$  y  $L_2$ ) enfoca el plano que pasa por el eje del equipo sobre la placa fotográfica y, al mismo tiempo, permite pasar el haz por la abertura de entrada de la cámara fotográfica, que

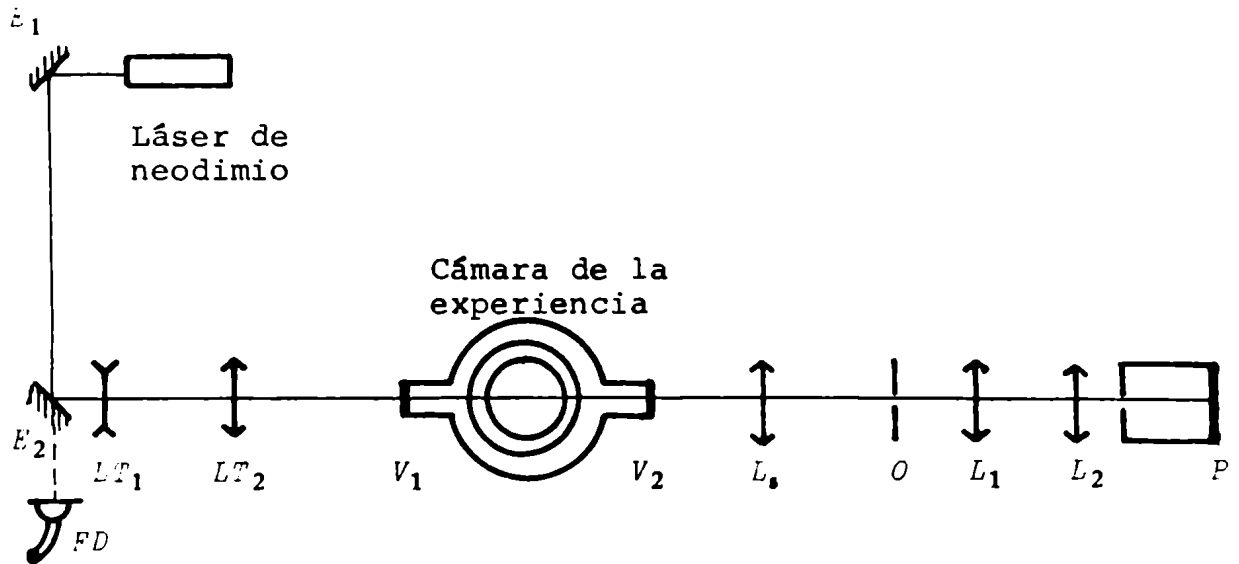


Figura 23: Esquema del sistema Schlieren.

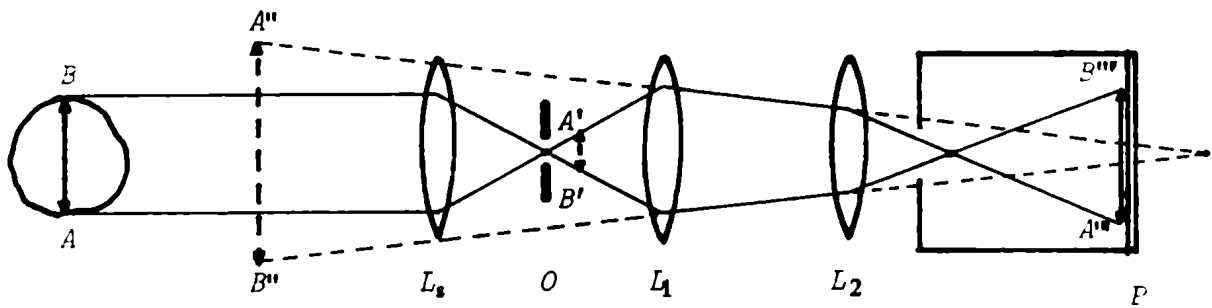


Figura 24: Marcha de rayos en el sistema Schlieren.

tiene un diámetro de  $\sim 3$  cm.

El enfoque se hizo con una lámpara ubicada sobre el eje de los electrodos. Con el fin de tener una idea de las distorsiones del sistema, se ubicaron varios tornillos sobre el electrodo central en todo el campo visual observándose las sombras producidas por un disparo láser. No se vieron defectos importantes.

El posicionamiento del orificio se realizó con un sistema micrométrico, con centrados de algunos por ciento del diámetro del mismo. Si la mancha focal y el orificio no están centrados con esta precisión, la respuesta del sistema dependerá fuertemente de la dirección del gradiente.

La cámara fotográfica es, también en este caso, un cajón de madera con un respaldo para películas POLAROID.

También se utilizaron filtros grises para atenuar la luz del láser y como cierre de luz de la cámara fotográfica. Los factores de atenuación utilizados fueron del orden de  $10^5$ .

De acuerdo a la apertura de la lente Schlieren ( $p \cong 6$  cm), el ensanchamiento de la mancha focal producido por esta lente debe ser, de acuerdo a la ecuación (41):

$$\Delta \cong 4 \mu \quad (61)$$

pues  $\lambda = 5300$  A y  $f_s = 50$  cm. Teniendo en cuenta que los orificios utilizados poseían un diámetro  $d \sim 200 \mu$  la respuesta del sistema es no lineal (de acuerdo a la ecuación (42), ya que  $d \gg \Delta/2$ ). También para las microestructuras, mencionadas en el párrafo anterior, que tengan tamaños característicos  $\delta \sim 100 \mu$ , la respuesta sería no lineal. Es decir que la máxima sensibilidad se alcanza en zonas que tengan dimensiones características de  $\sim 1$  mm.

Las derivadas medias de la densidad que pueden ser detectadas con este esquema Schlieren (ver ecuación (43)), con los valores  $d = 200 \mu$ ,  $\lambda = 5300$  A,  $f_s = 50$  cm y  $L = 1$  a  $4$  cm son:

$$|\overline{\nabla_{\perp} n_e}| \geq 1,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}/\text{cm} \quad \text{para } L = 1 \text{ cm} \quad (62)$$

y:

$$|\overline{\nabla_{\perp} n_e}| \geq 3,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}/\text{cm} \quad \text{para } L = 4 \text{ cm} \quad (63)$$

Con los valores estimativos para el foco y la lámina, dados anteriormente, pueden esperarse valores tales como  $\overline{\nabla_{\perp} n_e} \sim 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}/\text{cm}$  y  $\overline{\nabla_{\perp} n_e} \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}/\text{cm}$  para el foco ( $L \cong 1$  cm) y la lámina ( $L \cong 4$  cm), respectivamente, lo que indica que este sistema posee una adecuada sensibilidad para el estudio de la descarga de un Plasma Focus.

#### IV.4.3. El sistema de interferometría holográfica.

El sistema de interferometría holográfica montado, permite obtener un holograma y una fotografía Shadow, simultáneos, en cada descarga. La figura 25 muestra un esquema de este dispositivo, que

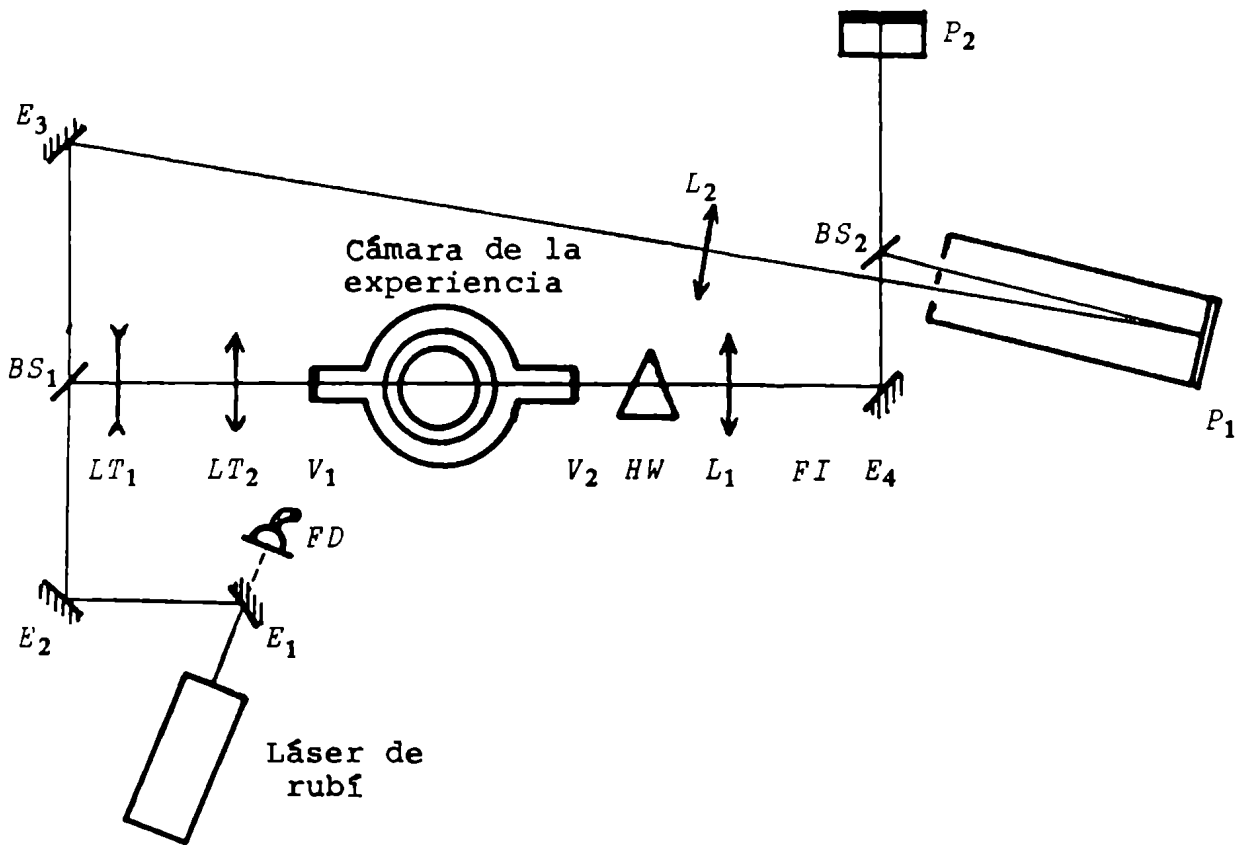


Figura 25: Esquema del sistema de interferometría holográfica, que permite obtener además una fotografía Shadow.

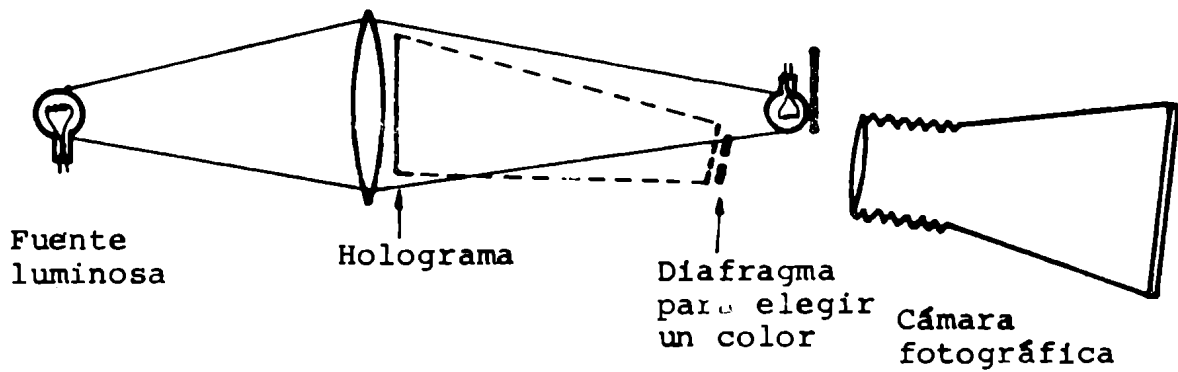


Figura 26: Esquema del sistema de reconstrucción de hologramas con luz blanca.



está compuesto por:

- 1) El láser de rubí.
- 2) Dos espejos ( $E_1$  y  $E_2$ ) para cambiar la dirección del haz.
- 3) Una lámina semitransparente ( $BS_1$ , 20%) y un espejo ( $E_3$ ), que generan los haces escénico y de referencia.
- 4) Un sistema telescópico ( $LT_1$ ,  $f_{T1} = -15$  cm y  $LT_2$ ,  $f_{T2} = 200$  cm).
- 5) La cámara de la experiencia con sus ventanas ópticas ( $V_1$  y  $V_2$ ).
- 6) Un prisma de vidrio hueco ( $HW$ ), para formar un sistema de franjas de referencia.
- 7) Un sistema compuesto por una lente ( $L_1$ ), un espejo ( $E_4$ ), un filtro interferencial ( $FI$ ), y una lámina semitransparente ( $BS_2$ , 50%), que divide al haz escénico en dos; uno que se enfoca sobre una placa fotográfica para la obtención del holograma y el otro que se utiliza para la fotografía Shadow.
- 8) Una lente ( $L_2$ ,  $f_2 = 50$  cm) que permite ampliar el haz de referencia.
- 9) Dos cámaras fotográficas. Una posee dos entradas y se usa para la obtención del holograma; la otra es simplemente un respaldo para películas POLAROID, montado sobre un soporte móvil, para la fotografía Shadow.

Debido a que el haz escénico debe ser bastante menos intenso que el de referencia, la intensidad de la luz emitida por el plasma, puede ser comparable a la del primero. Por ello, se ubicó un filtro interferencial (para  $\lambda = 6943$  A, con  $\Delta\lambda = 30$  A) en el camino del haz escénico.

La formación de las franjas de referencia se logró realizando el primer disparo con el prisma bajo vacío ( $\sim 10$  torr) y, el segundo, con el prisma lleno de  $CCl_2F_2$  a presión atmosférica. En estas condiciones se consiguen alrededor de 10 franjas por centímetro sobre la placa fotográfica.

Para la fotografía Shadow se utilizó película POLAROID 57 (3000 ASA); para los hologramas, AGFA-GEVAERT 10 E 75; y para la reconstrucción de los hologramas, POLAROID 55 (50 ASA) con negativo.

La reconstrucción se realizó con luz blanca, con el esquema que se muestra en la figura 26.

Estimando los corrimientos mínimos y máximos detectables en  $s_{\min} = 0,25$  y  $s_{\max} = 30$  (en unidades de franjas), los valores medios de la densidad deben cumplir:

$$8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \leq \bar{n}_e \leq 10^{19} \text{ cm}^{-3} \quad \text{para } L = 1 \text{ cm} \quad (64)$$

y:

$$2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \leq \bar{n}_e \leq 2,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \quad \text{para } L = 4 \text{ cm} \quad (65)$$

de acuerdo a la ecuación (21). Como dato práctico, se puede decir que una franja, para el caso de un láser de rubí ( $\lambda = 6943$  A) equivale a un producto  $\bar{n}_e \cdot L = 3,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ cm}$ .

Por otra parte, utilizando el criterio dado en la ecuación (49) se puede ver que con los valores estimativos de la lámina del

foco y de las microestructuras, se verifica siempre que  $q < s_{\min}$ , y, por lo tanto, no parece que deba hacerse ninguna corrección por la presencia de fuertes gradientes.

#### IV.5. Correlación de las fotografías con otras mediciones.

La correlación temporal entre las fotografías con algún tiempo característico del fenómeno, se logra registrando simultáneamente una señal generada por el láser y otra proveniente del equipo Plasma Focus. La primera es el pulso de tensión provisto por un fotodiodo (ITL FD 125 M20), ubicado cerca de la salida del láser. En los esquemas de las figuras 21, 23 y 25 se muestra el fotodiodo (FD) ubicado detrás del primer espejo de los sistemas, ya que la pequeña fracción de luz que estos transmiten es más que suficiente que para activar el diodo. Como señal característica del Plasma Focus se usaron alternativamente el pulso de tensión de una bobina de Rogowski, proporcional a la derivada de la corriente de descarga, y el pulso de tensión de un sistema centellador-fotomultiplicador, que registra rayos X y neutrones. En la mayor parte de los disparos se utilizó esta última.

Entre la señal del láser y la del fotomultiplicador existe un retraso intrínseco, aproximadamente fijo, debido a la suma de distintos efectos (retrasos en cables, retrasos en los detectores y tiempos de vuelo), que se midió ubicando un espejo sobre el electrodo central del Plasma Focus de tal manera que la luz láser reflejada llega al fotomultiplicador (ubicado a 11 metros del equipo), como muestra la figura 27. De este modo se registran señales eléctricas en el fotodiodo y en el fotomultiplicador que pueden ser fácilmente vinculadas temporalmente con la ocurrencia de un único fenómeno, a saber, la llegada del haz láser al eje del equipo. Llamando  $t_v$  al tiempo de vuelo de la luz;  $t_c$  al de tránsito de las señales eléctricas en los cables; y  $t_t$  al de tránsito dentro de los detectores, y tomando como instante  $t=0$  a aquel en que la luz llega al eje del equipo, la señal del fotodiodo llegará al osciloscopio en el instante  $t_L = t_{t1} + t_{c1} - t_{v1}$ , mientras que la del fotomultiplicador lo hará en  $t_X = t_{v2} + t_{t2} + t_{c2}$ . La diferencia entre ambos será:

$$t_X - t_L = t_{v1} - t_{t1} - t_{c1} + t_{v2} + t_{t2} + t_{c2} \quad (66)$$

La medición de esta diferencia dió  $t_X - t_L = (105 \pm 5)$  ns en un osciloscopio Tektronix 7844 (doble cañón).

Este resultado podría comprobarse midiendo separadamente todos los términos de la ecuación (66). Sin embargo no se conocía el tiempo de tránsito en el centellador-fotomultiplicador ( $t_{t2}$ ). Los demás tiempos fueron medidos:  $t_{v1}$  (10,5 m) =  $(35,0 \pm 0,5)$  ns,  $t_{v2}$  (11 m) =  $(36,5 \pm 0,5)$  ns,  $t_{t1} = 0$  ns,  $t_{c1} = (69 \pm 1)$  ns,  $t_{c2} = (83 \pm 1)$  ns. Con estos valores se infiere que debe ser  $t_{t2} \cong 25$  ns.

Analogamente, para la señal proveniente de la bobina de Rogowski se tiene que si en el instante que pasa la luz por el eje del equipo parte una señal de la bobina, ésta llegará en el instan-

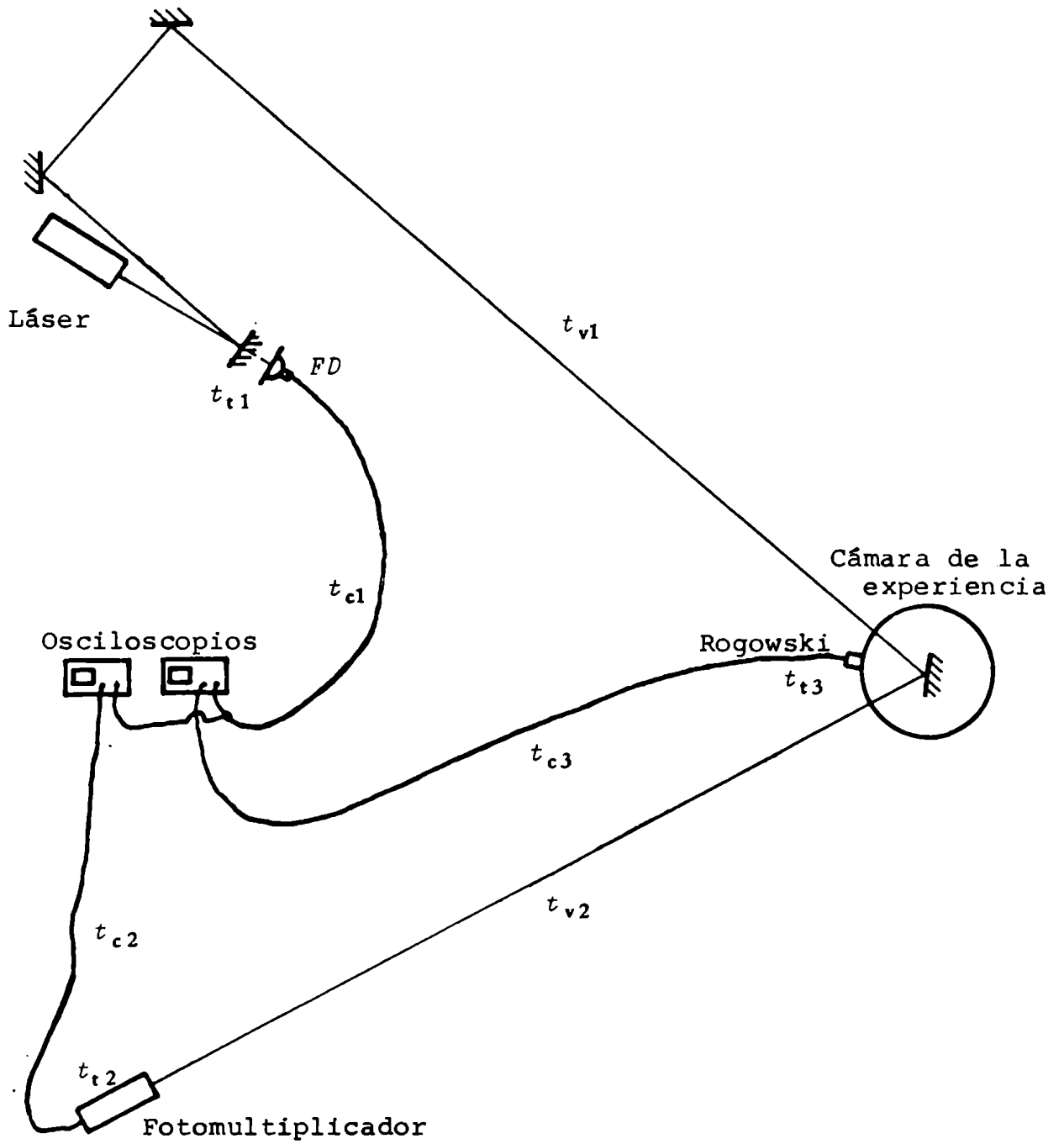


Figura 27: Esquema del montaje para la medición de los retrasos de señales características.

te  $t_I = t_{t3} + t_{c3}$ , y, por lo tanto, el retraso entre la señal del fotodiodo y aquella de la bobina será de:

$$t_I - t_L = t_{v1} - t_{t1} - t_{c1} + t_{t3} + t_{c3} \quad (67)$$

para eventos simultáneos. Con los valores de  $t_{t3} = 0$  ns y  $t_{c3} = (96 \pm 1)$  ns, se tiene  $t_I - t_L = (62,0 \pm 2,5)$  ns.

Con los retrasos medidos ( $t_X - t_L$  y  $t_I - t_L$ ) se puede correlacionar el instante que se obtuvo una fotografía ya sea con la señal de rayos X del fotomultiplicador, o con la de la corriente. Para correlacionarlo con el pulso de neutrones (proveniente también del fotomultiplicador) debe utilizarse una expresión similar a la (66) en donde, ahora,  $t_{v2}$  es el tiempo de vuelo de los neutrones ( $E \cong 2,45$  MeV) y no el de la luz.

El inconveniente de trabajar con retrasos entre señales relativamente grandes es que, si se quiere el registro simultáneo de las dos señales, difícilmente puedan utilizarse barridos menores de 100 ns/div. en el osciloscopio. En consecuencia, la diferencia entre las dos señales estará afectada por una incerteza de, por lo menos,  $\pm 20$  ns, que sumados al error en el retraso intrínseco establece un error experimental de estas correlaciones de  $\pm 25$  ns, en el mejor de los casos. El valor de 100 ns/div. es, en realidad, escaso ya que si se quiere observar el pulso láser y el de neutrones se necesita un barrido total de: 100 ns (por la corrección) más 450 ns (por el tiempo de vuelo de los neutrones) más 300 ns (que es la duración total del pulso de neutrones), o sea, 850 ns que sumados a los 50 ns debidos a la aleatoriedad del sistema, ocupa prácticamente el barrido total que se tiene en 100 ns/div.. De hecho, para garantizar el registro de todas las señales en todos los disparos fue necesario trabajar habitualmente con barridos de 200 ns/div., con el consiguiente aumento del error.

Además de estas señales se registró sistemáticamente la tensión de la descarga (a través de un divisor resistivo) y el número total de neutrones emitidos, medidos a  $0^\circ$  (sobre el eje del equipo) y a  $90^\circ$ , mediante el uso de detectores de plata activada calibrados [89].

## CAPITULO V

### V.1. Dinámica de la lámina de corriente.

Trabajando con distintos valores de tensión inicial del banco de condensadores y de presión de llenado de deuterio, se han observado cuatro tipos de dinámica distintas, denominadas: "baja presión", "presión intermedia", "alta presión", y "muy alta presión".

En la tabla 1 se muestran todas las tensiones y presiones utilizadas, así como el tipo de dinámica que se observó. Por encima de 30 kV (560 kJ) no se pudo trabajar porque las ventanas ópticas quedaban virtualmente tapadas luego de muy pocas descargas.

Como las observaciones son similares para los distintos niveles de energía, en lo que sigue se hará referencia al caso  $V_0 = 20$  kV (250 kJ), pudiendo consultarse la tabla 1 para encontrar los regímenes similares correspondientes a otras tensiones.

Al igual que en el capítulo II, al mencionar mínimo radio, velocidad radial, aceleración, etc., sin otra especificación se referirá a un punto perteneciente al pistón magnético, vecino al electrodo central. Se utilizará el sistema de coordenadas ya definido, salvo que ahora se denominará  $z = 0$  al plano del electrodo central (y no  $z = 56$  cm como se hizo antes). Las definiciones de convergencia, foco, etc., son las mismas que las del capítulo II.

A continuación se hará una descripción de los distintos regímenes con casos característicos de ellos. En la parte final se mostrará como se producen las transiciones entre ellos al variar la presión.

#### V.1.1. Régimen de baja presión.

Este régimen es el que se observa para  $p_0 \lesssim 1,5$  torr.

Su característica principal es que la lámina de corriente presenta inestabilidades que se desarrollan durante la etapa de convergencia.

La figura 28 muestra dos secuencias de tres fotografías Shadow pertenecientes a dos descargas con  $p_0 = 1$  torr.

Según puede observarse en la primera secuencia (figura 28a), la longitud de onda de la inestabilidad crece a medida que la lámina se acerca al eje: pasa de  $\lambda \sim 1$  mm (foto 1) a  $\lambda \sim 3$  mm (foto 2). Conviene mencionar que, en este último caso, la inestabilidad se encuentra probablemente en una etapa no lineal. De todos modos, se puede estimar que el tiempo de crecimiento de la inestabilidad resulta del orden o menor que el tiempo entre fotos ( $\tau_i \lesssim 18$  ns).

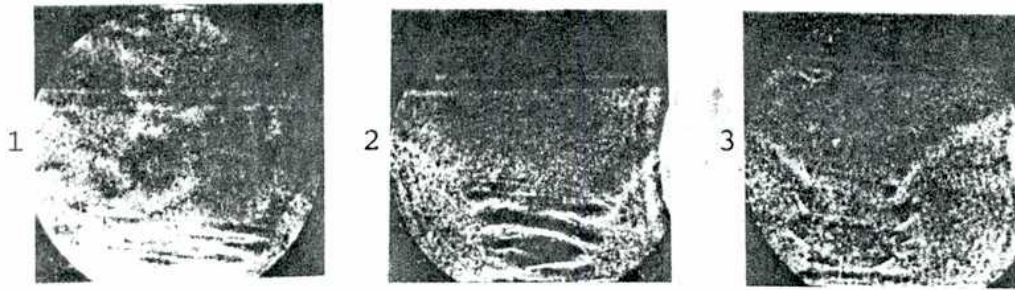
Debido a la presencia de estas inestabilidades se hace difícil hacer determinaciones de la cinemática. De las fotos 1 y 2 (figura 28a) puede inferirse una velocidad media  $\bar{v}_r \gtrsim 5 \cdot 10^7$  cm/s. Entre las fotos 2 y 3 (de la misma figura) no parece haber cambios muy grandes en los radios (es decir,  $\bar{v}_r \approx 0$ ), lo que indica que, en un

Tabla 1

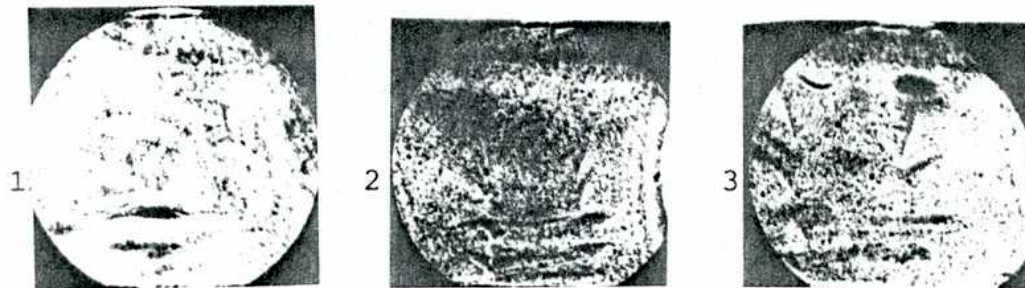
Tipos de dinámica observados con distintos valores iniciales de presión y voltaje

$p_0$ (torr) →	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$V_0$ (kV) ↓															
20	B	B	I	I	I	I	I	M	M	M	M	M	M	M	M
25			I	I	I	A	A	A	A	A	M	M	M	M	M
30								A	A	A	A	M	M	M	M

B: Régimen de baja presión                      A: Régimen de alta presión  
 I: Régimen de presión intermedia            M: Régimen de muy alta presión



a) Convergencia



b) Foco

Figura 28: Dos secuencias de fotografías Shadow ( $p_0 = 1$  torr).

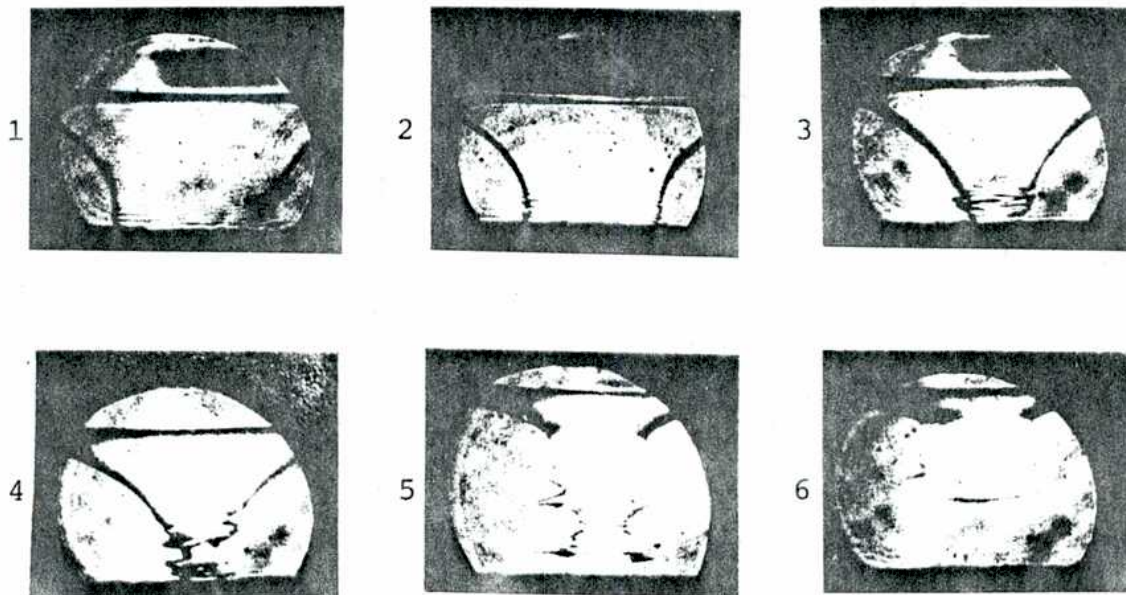


Figura 29: Fotografías Schlieren pertenecientes a distintas descargas que muestran la evolución para  $p_0 = 1$  torr.

instante de tiempo perteneciente al intervalo en el cual fueron hechas dichas fotos, se ha alcanzado el mínimo radio (con una secuencia como esta, el instante de mínimo radio podrá determinarse con una precisión de a lo sumo 18 ns). El valor medio de la aceleración resulta  $a_r \gtrsim 10^{15}$  cm/s<sup>2</sup> dirigida hacia afuera.

Una determinación más precisa de la cinemática requiere disponer de muchas fotografías y poder correlacionarlas adecuadamente. Sin embargo, hacer esta correlación referida a tiempos característicos, tales como la emisión de rayos X duros, trae aparejado errores de, por lo menos, 25 ns que en este caso son intolerables. Por esto no es posible obtener más información que la que surge de una secuencia de tres fotografías de un mismo disparo. Lamentablemente, de este modo, sólo se obtienen valores medios sobre tiempos relativamente largos.

La segunda secuencia (figura 28b) muestra la evolución posterior al instante de mínimo radio.

Como puede verse, la sensibilidad del método Shadow, para estas presiones, es baja; es decir, el contraste está cerca del límite inferior definido en las ecuaciones (59) y (60).

Para un estudio cualitativo de la evolución de la lámina, es conveniente utilizar el método Schlieren ya que se obtiene mejor contraste. Este hecho está de acuerdo con las estimaciones hechas (ver ecuaciones (62) y (63)) ya que con los valores estimativos para la lámina, el contraste del sistema Schlieren es mayor que el del Shadow.

Con el sistema Schlieren se registraron corrimientos de la mancha focal superiores a los 200  $\mu$  sobre el plano focal, es decir, deflexiones  $\epsilon > 40$  mrad., que corresponden a valores  $\nabla_{\perp} n_e \cdot L > 2 \cdot 10^{20}$  cm<sup>-3</sup>.

La figura 29 muestra una secuencia de fotografías Schlieren (obtenidas en distintas descargas) que esquematizan la evolución de las estructuras para esta presión. La columna formada por esta lámina inestable, presenta disrupciones con eyección radial de plasma.

La presencia de microestructuras difícilmente puedan ponerse de manifiesto en este régimen, debido a que las inestabilidades pueden ocultar dichas estructuras.

Del análisis de muchas fotografías surgen algunos valores característicos de este caso ( $p_0 = 1$  torr). Se pueden mencionar: velocidad radial máxima  $v_r \gtrsim 6 \cdot 10^7$  cm/s, aceleración radial máxima (hacia el eje)  $a_r \gtrsim 10^{15}$  cm/s<sup>2</sup>, tiempo de crecimiento de las inestabilidades  $\tau_i \lesssim 18$  ns, longitud de onda de las mismas  $\lambda \sim 1$  a 3 mm, altura de la columna  $h \cong 3,7$  cm y radio mínimo  $r_{\min} \lesssim 5$  mm.

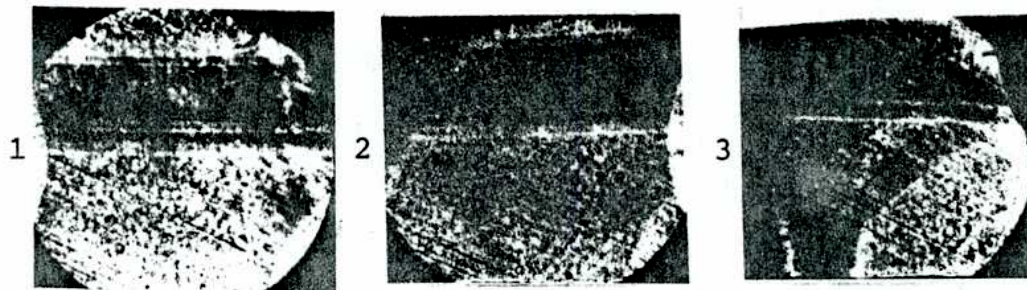
Conviene destacar que, en este caso, no pudo determinarse el ancho de la lámina, debido a que el frente de choque no es visible.

#### V.1.2. Régimen de presión intermedia.

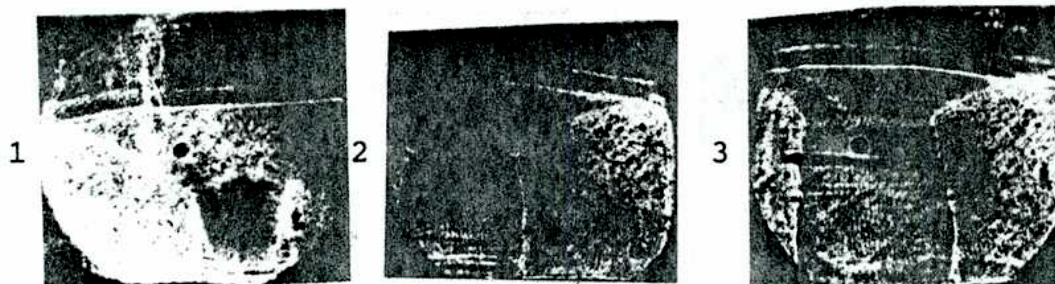
Este régimen ocurre en el rango de presiones comprendido entre 1,5 y 4 torr.

La figura 30 muestra tres secuencias de fotografías corres-





a) Convergencia



b) Foco



c) Evolución final

Figura 30: Tres secuencias de fotografías Shadow que ejemplifican el caso de presión intermedia ( $p_0 = 3$  torr).

pendientes a tres descargas distintas con  $p_0 = 3$  torr.

En la primera (figura 30a) se puede ver que, a diferencia con el régimen anterior, la lámina de corriente no presenta inestabilidades durante la convergencia. También se observa que el contraste ha mejorado respecto al caso anterior, pudiéndose ver el frente de choque y, por lo tanto, es posible determinar el ancho de la lámina, que resulta  $\Delta \sim 4$  mm.

De las tres fotografías de dicha secuencia, pueden obtenerse dos velocidades y una aceleración medias, que son  $\bar{v}_{r1} \cong 4 \cdot 10^7$  cm/s,  $\bar{v}_{r2} \cong 3 \cdot 10^7$  cm/s, y  $\bar{a}_c \cong 2,5 \cdot 10^{14}$  cm/s<sup>2</sup>. El radio de la columna en la última fotografía es  $r \cong 4$  mm, que corresponde aproximadamente al mínimo radio. En esta última foto se ve, además, una de las estructuras densas más finas que se han observado: un filamento sobre el eje con un diámetro  $\lesssim 1$  mm y una longitud  $\sim 0,5$  cm, que se ha observado ocasionalmente, y sólo en el instante de máxima compresión.

La segunda secuencia (figura 30b) muestra la forma de la columna luego del instante de máxima compresión. Se observan pequeñas ondulaciones (probablemente desarrolladas en la última parte de la convergencia) que no crecen durante la expansión, con una longitud de onda  $\lambda \sim 1$  mm. La foto 3 muestra el radio máximo para este disparo que resulta ser  $r_{\max} \cong 0,6$  cm.

También esta secuencia permite obtener las velocidades y aceleración medias durante la expansión, que resultan  $\bar{v}_{r1} \cong 2 \cdot 10^7$  cm/s,  $\bar{v}_{r2} \cong 1,5 \cdot 10^7$  cm/s, y  $\bar{a}_r \cong 1,4 \cdot 10^{14}$  cm/s<sup>2</sup> dirigida hacia adentro. Es importante destacar la elevada reproducibilidad de las descargas hasta esta fase.

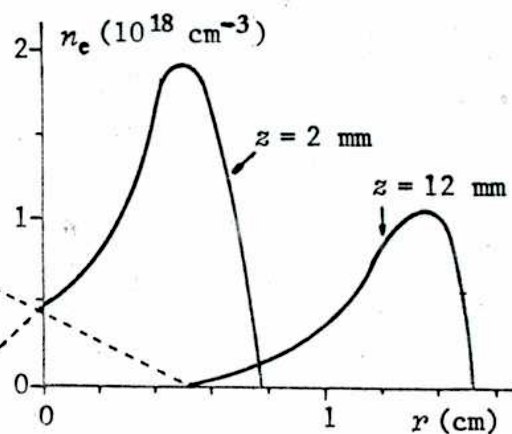
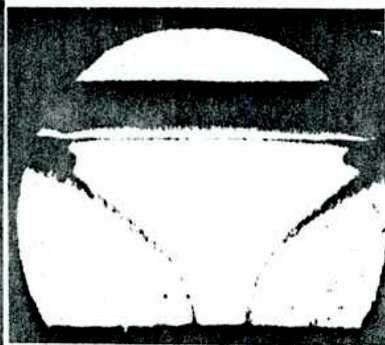
La evolución final de esta columna se muestra en la última secuencia (figura 30c). Se observa el desarrollo de inestabilidades con longitudes de onda  $\lambda \lesssim 1$  cm, que destruyen la columna en tiempos  $\sim 30$  ns. La duración total de la columna es del orden de 50 ns.

Se han realizado mediciones de la densidad en las etapas de la convergencia y del foco, ya que la simetría de revolución que existe en estos casos permite la inversión de los perfiles.

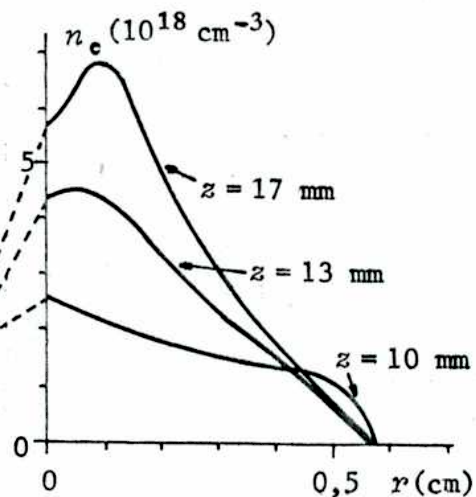
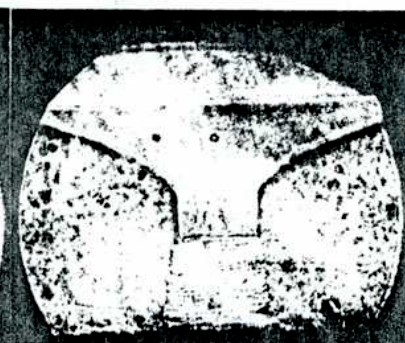
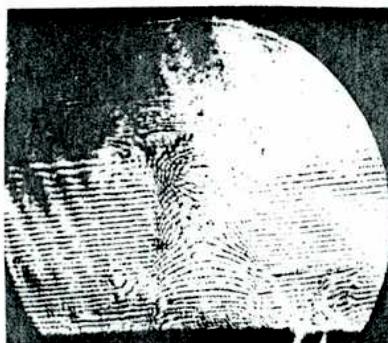
En la lámina esta medición es habitualmente difícil de realizar porque suele producirse un emborronamiento de las franjas de interferencia en el borde externo de la lámina, debido a que durante el tiempo que dura el pulso láser ( $\tau_L \sim 2$  ns) dicho borde se mueve una distancia comparable al espaciado entre franjas, que están muy apiñadas en esa zona (varias franjas por mm). La figura 31a muestra un interferograma, una fotografía Shadow simultánea y el correspondiente perfil de densidades. Según se ve, se alcanzan valores de  $n_e \sim 10^{18}$  cm<sup>-3</sup> y anchos medios  $\Delta \sim 4$  mm.

En la figura 31b se muestra un interferograma de la columna. Los valores de la densidad que se obtienen en este caso muestran que su máximo se encuentra sobre el eje y que crece con la coordenada  $z$ . Esto se debe a la ya comentada convergencia no cilíndrica de la lámina, que origina un movimiento relativo de la zona densa del plasma.

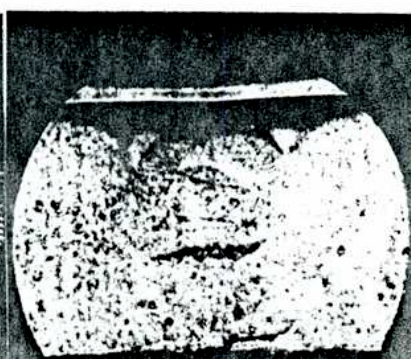
El último interferograma (figura 31c) corresponde a la etapa



a) Convergencia



b) Foco



c) Evolución final

Figura 31: Tres interferogramas con sus correspondientes fotografías Shadow para el caso  $p_0 = 3 \text{ torr}$ .

final de la columna. Ya no existe simetría de revolución, pero igualmente puede hacerse una estimación de la densidad, que resulta  $n_e \lesssim 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , en una región de pocos centímetros de tamaño.

Para finalizar, se dan los valores que surgen del análisis de todas las fotografías para  $p_0 = 3$  torr: velocidad radial máxima  $v_r \lesssim 4 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ , velocidad de expansión máxima  $v_e \lesssim 2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ , aceleración máxima hacia el eje  $a_r \lesssim 3 \cdot 10^{14} \text{ cm/s}^2$ , aceleración máxima hacia afuera  $a_e \sim 10^{14} \text{ cm/s}^2$ , longitud de onda de las inestabilidades durante la convergencia (que no llegan a desarrollarse)  $\lambda \sim 1 \text{ mm}$ , altura de la columna  $h \cong 3,5 \text{ cm}$ , radio mínimo  $r_{\text{mín}} \cong 4 \text{ mm}$ , radio máximo de la columna  $r_{\text{máx}} \lesssim 1,5 \text{ cm}$ , duración de las columnas  $\tau_c \sim 50 \text{ ns}$ , longitud de onda de las inestabilidades que destruyen las columnas  $\lambda \sim 1 \text{ cm}$ , tiempo de crecimiento de estas inestabilidades  $\tau \sim 30 \text{ ns}$ , ancho de la lámina  $\Delta \sim 4 \text{ mm}$ , y densidades características  $n_e \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_e \sim 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , y  $n_e \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  en la lámina, en la columna y en etapas finales, respectivamente.

### V.1.3. Régimen de alta presión.

Este régimen comprende valores de la presión entre 4 y 8 torr y en él, también se observa una convergencia sin inestabilidades. La evolución posterior al mínimo radio diferencia a este régimen de alta presión de aquel de presión intermedia.

En la figura 32 se muestra la evolución correspondiente a  $p_0 = 5$  torr.

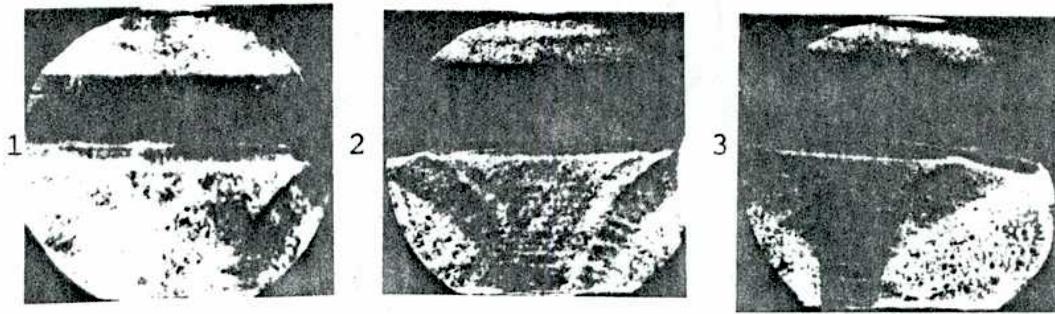
En las fotografías de la convergencia (figura 32a) puede notarse un aumento del contraste aunque no hay cambios sustanciales en los tamaños. También se puede ver que tanto la velocidad como la aceleración han disminuido respecto al caso anterior. La última foto de esta secuencia, que corresponde aproximadamente al mínimo radio, muestra la presencia de ondulaciones con  $\lambda \sim 2,5 \text{ mm}$ , de muy pequeña amplitud.

A diferencia con el caso  $p_0 = 3$  torr (presión intermedia) estas ondulaciones se desarrollan en tiempos  $\tau \lesssim 18 \text{ ns}$ , destruyendo las columnas en formación. La figura 32b muestra esta evolución.

La evolución posterior hace recordar al régimen de baja presión. Pero, a diferencia con éste, el movimiento de las "lenguas" de plasma formadas tienen una componente axial de velocidad que origina, aparentemente, reconexiones del plasma, habitualmente en forma asimétrica (ver foto 3, figura 32c).

A pesar de no observarse columnas estables, pueden verse estructuras de diversas formas, con tamaños del orden de 1 cm, que permanecen varias decenas de ns, como se muestra en la secuencia de la figura 32c.

Los valores representativos para  $p_0 = 5$  torr son: velocidad radial máxima  $v_r \lesssim 3 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ , velocidad de expansión máxima  $v_e \lesssim 10^7 \text{ cm/s}$ , aceleración máxima hacia el eje  $a_r \sim 10^{14} \text{ cm/s}^2$ , aceleración máxima hacia afuera  $a_e \sim 8 \cdot 10^{13} \text{ cm/s}^2$ , longitud de onda de las inestabilidades durante la convergencia (que no llegan a desarrollarse)  $\lambda \sim 2,5 \text{ mm}$ , altura de la columna  $h \cong 3,3 \text{ cm}$ , radio mínimo  $r_{\text{mín}} \cong 4 \text{ mm}$ ,



a) Convergencia



b) Foco



c) Evolución final

Figura 32: Tres secuencias de fotografías Shadow que ejemplifican el caso de alta presión ( $p_0 = 5$  torr).

radio máximo  $r_{\max} \sim 0,7$  cm, longitud de onda de las inestabilidades que destruyen la columna  $\lambda \sim 3$  mm, tiempo de crecimiento de estas inestabilidades  $\tau \lesssim 18$  ns, duración de las estructuras densas de plasma  $\tau \gtrsim 50$  ns y ancho de la lámina  $\Delta \gtrsim 4$  mm.

#### V.1.4. Régimen de muy alta presión.

Para valores de la presión tales que  $p_0 > 8$  torr se observó una estructura filamentaria en la parte externa de la lámina de corriente (ver figura 33, para  $p_0 = 10$  torr).

La presencia de filamentos dificulta la observación de la dinámica de la lámina, sin embargo el comportamiento parece similar al de alta presión. De todos modos, no se pueden precisar datos cualitativos, salvo la altura de la columna que resulta  $h \cong 3$  cm.

Los diámetros de los filamentos son de  $\sim 2$  mm, notándose que su número ( $\gtrsim 10$ , en este caso) no cambia durante el tiempo de observación.

#### V.1.5. Transiciones entre los regímenes.

En los párrafos anteriores se han descrito las distintas dinámicas y sus evoluciones temporales, para casos que ejemplifican los regímenes. En lo que sigue se procurará mostrar como se pasa de uno al otro al variar la presión, ejemplificando mediante fotografías posteriores al mínimo radio, ya que las estructuras que se forman luego de este instante permiten identificar sin ambigüedad los distintos regímenes.

Partiendo del caso  $p_0 = 1$  torr, en la cual se observan las columnas con eyección radial ya mencionadas (ver foto 1, figura 34) e incrementando la presión, se ve que comienzan a formarse columnas con ondulaciones muy crecidas (ver foto 2, de la misma figura). A medida que se aumenta la presión se observan tres cosas: disminuye el radio de la columna, disminuye la amplitud de las oscilaciones y disminuye la duración de las columnas (fotos 3 y 4, presión intermedia) hasta que se encuentran las columnas más pequeñas, que son rápidamente destruidas después del instante de mínimo radio (alta presión, foto 5). Si se sigue incrementando la presión, a partir de un dado valor (8 torr para 20 kV, 10 torr para 25 kV y 12 torr para 30 kV) comienzan a observarse pocos filamentos (foto 6) que parecen estar distribuidos simétricamente, con diámetros de  $\sim 2$  mm. Posteriormente, a presiones más altas se observa un aumento en el número de filamentos, sin observarse cambios en sus dimensiones, (foto 7) hasta alcanzar un número tal que impide visualizar la lámina (foto 8). Comparando las fotografías 6, 7 y 8, también se puede ver que no sólo aumenta el número de filamentos sino que además su estructura es más compleja.

De las fotos de los distintos regímenes surge que la altura de la columna y su ancho son, prácticamente, insensibles al cambio de presión, ya que valen  $h \sim 3$  a  $3,7$  cm y  $\Delta \sim 4$  mm en todos los casos.

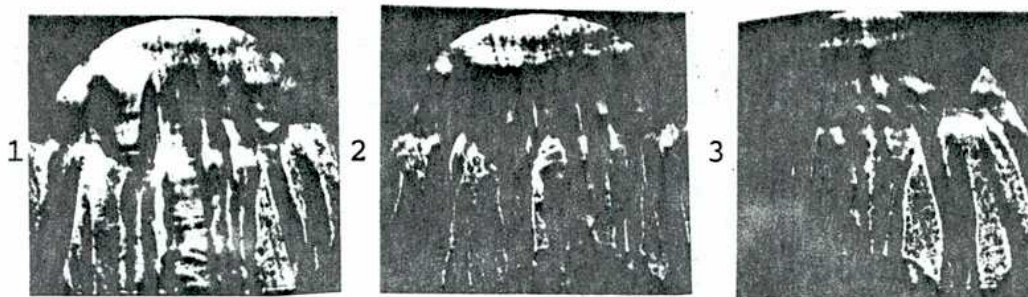


Figura 33: Secuencia de fotografías Shadow que muestra la presencia de filamentos en el régimen de muy alta presión ( $p_0 = 10$  torr).

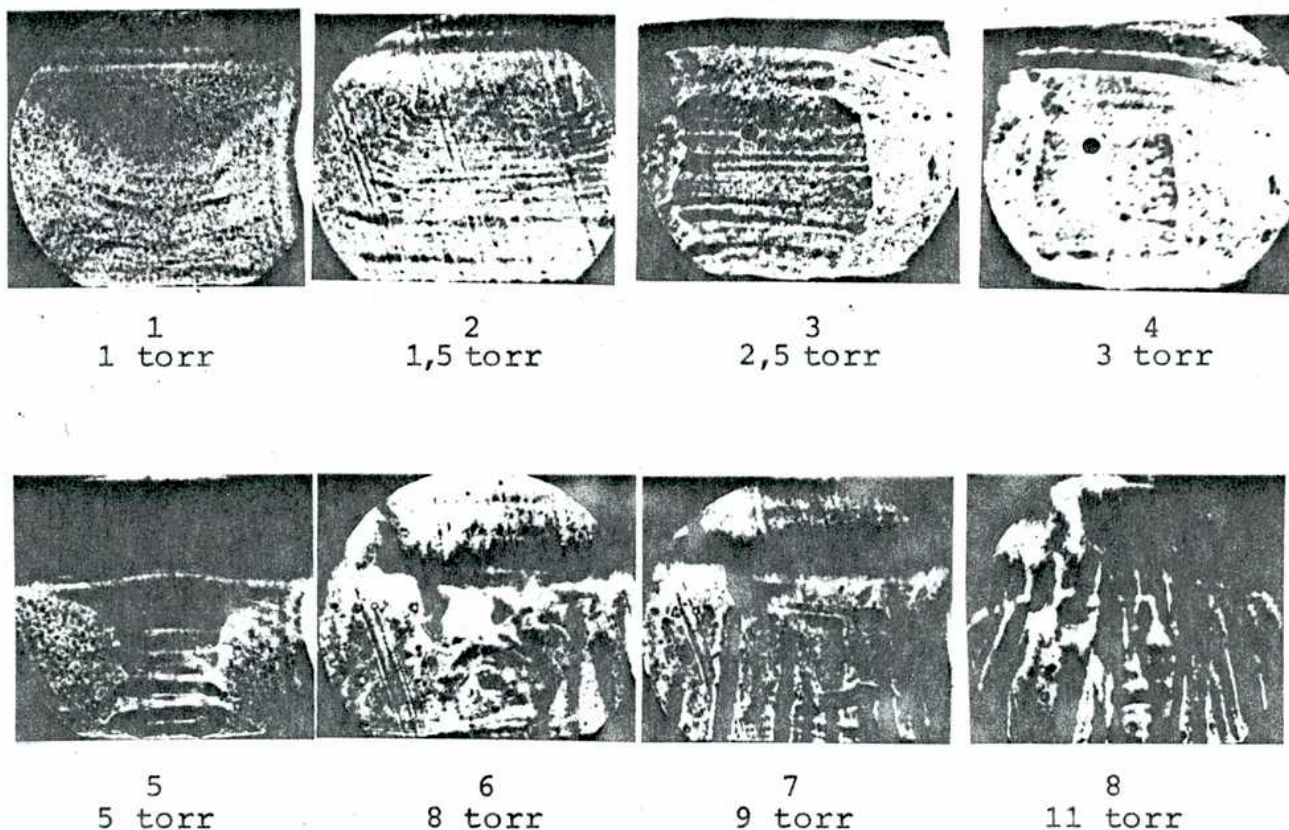


Figura 34: Fotografías Shadow que ejemplifican el comportamiento de la dinámica en función de la presión.

## V.2. Otras mediciones.

En la figura 35 se muestra el número medio de neutrones en función de la presión para los distintos niveles de energía. Como puede verse, para  $V_0 = 20$  kV el máximo de neutrones coincide con la existencia de columnas de larga duración (régimen de presión intermedia), en cambio para niveles de energía mayores, dicho máximo se desplaza hacia los regímenes de alta presión. En la misma figura, se muestra también la dispersión estadística del número de neutrones por disparo, respecto del valor medio, que, como puede verse, es prácticamente constante en función de la presión, mientras que aumenta con la energía del banco de condensadores. En ninguno de los casos estudiados los regímenes de máxima producción de neutrones coinciden con aquellos de baja presión o de muy alta presión.

La figura 36 muestra la anisotropía en función de la presión ( $A = Y(0^\circ)/Y(90^\circ)$ ;  $Y(\phi)$  es el flujo neutrónico registrado al ángulo  $\phi$ ). Nunca se alcanzan valores muy elevados, ya que el máximo es  $A \sim 1,2$  correspondiente a regímenes de baja presión. Luego disminuye con la presión hasta hacerse  $A \sim 1$  para los regímenes de presión intermedia, manteniéndose en este valor para presiones mayores.

Otros colegas [90,91] han estudiado la localización de la fuente de neutrones mediante una técnica denominada "pinhole de neutrones" [92] y a través de la introducción de un obstáculo a distintas distancias del electrodo central, encontrando que existe una fuente de neutrones con una longitud axial no mayor de  $(6 \pm 2)$  cm, un diámetro de  $(4 \pm 2)$  cm y una duración de  $\sim 80$  ns, que coincide espacial y temporalmente con las estructuras de plasma, y que produce  $\sim 70\%$  del total de neutrones.

La figura 37 muestra esquemáticamente la correlación entre las distintas etapas, la derivada de la corriente y la producción de neutrones, ya sea la correspondiente a la fuente mencionada más arriba (denominada "local") y la total. Dentro de las incertezas en la correlación temporal, en todos los regímenes se observa que los pulsos de neutrones y de rayos X duros comienzan cuando la lámina alcanza el mínimo radio, mientras que el mínimo valor de la derivada de la corriente se alcanza en un instante posterior a la máxima compresión ( $\Delta t \sim 80$  ns) y cerca del instante de máxima producción de neutrones.

La duración del pulso total de neutrones es  $\sim 150$  ns a altura mitad ( $\sim 300$  ns pie a pie) para todos los regímenes, con una ligera tendencia a aumentar con la energía.

La producción de rayos X duros es mucho más importante en los regímenes de baja presión que en los otros.

Mediciones de haces de deuterones de alta energía ( $> 300$  keV) [93] muestran un comportamiento similar a la producción de rayos X duros: los haces están presentes a baja presión y desaparecen en alta presión. Además dichos haces están correlacionados disparo a disparo con la intensidad de rayos X duros y la anisotropía de la emisión neutrónica, no así con el número total de neutrones.



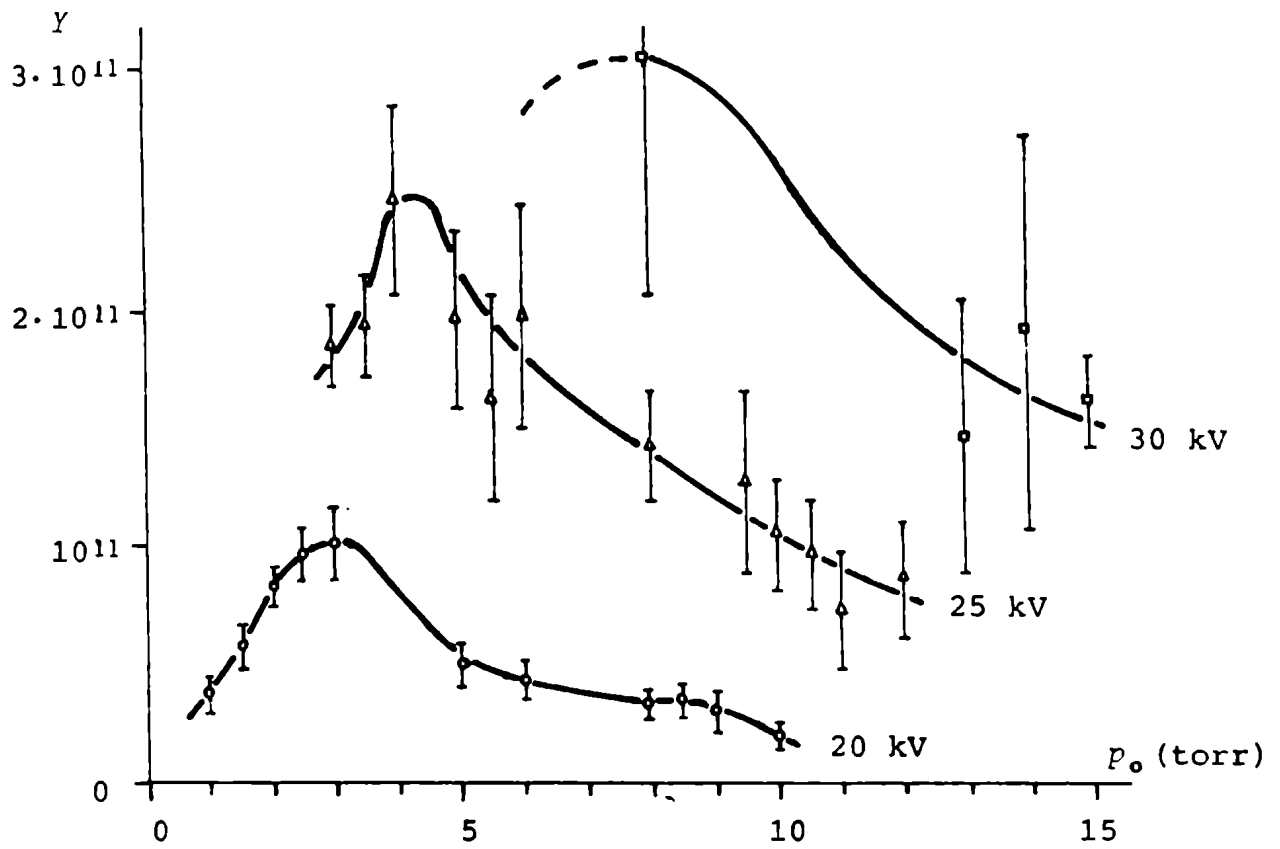


Figura 35: Número medio de neutrones en función de la presión para distintos niveles de energía.

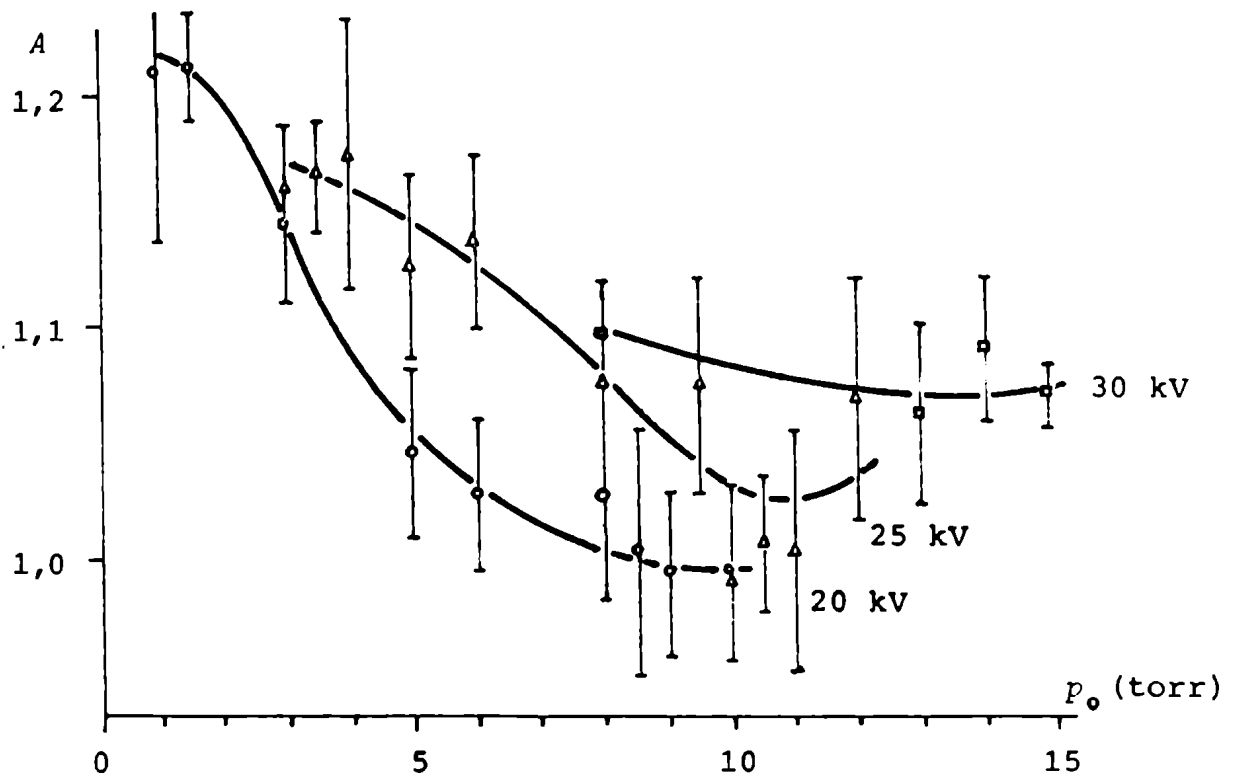


Figura 36: Anisotropía del flujo neutrónico en función de la presión.

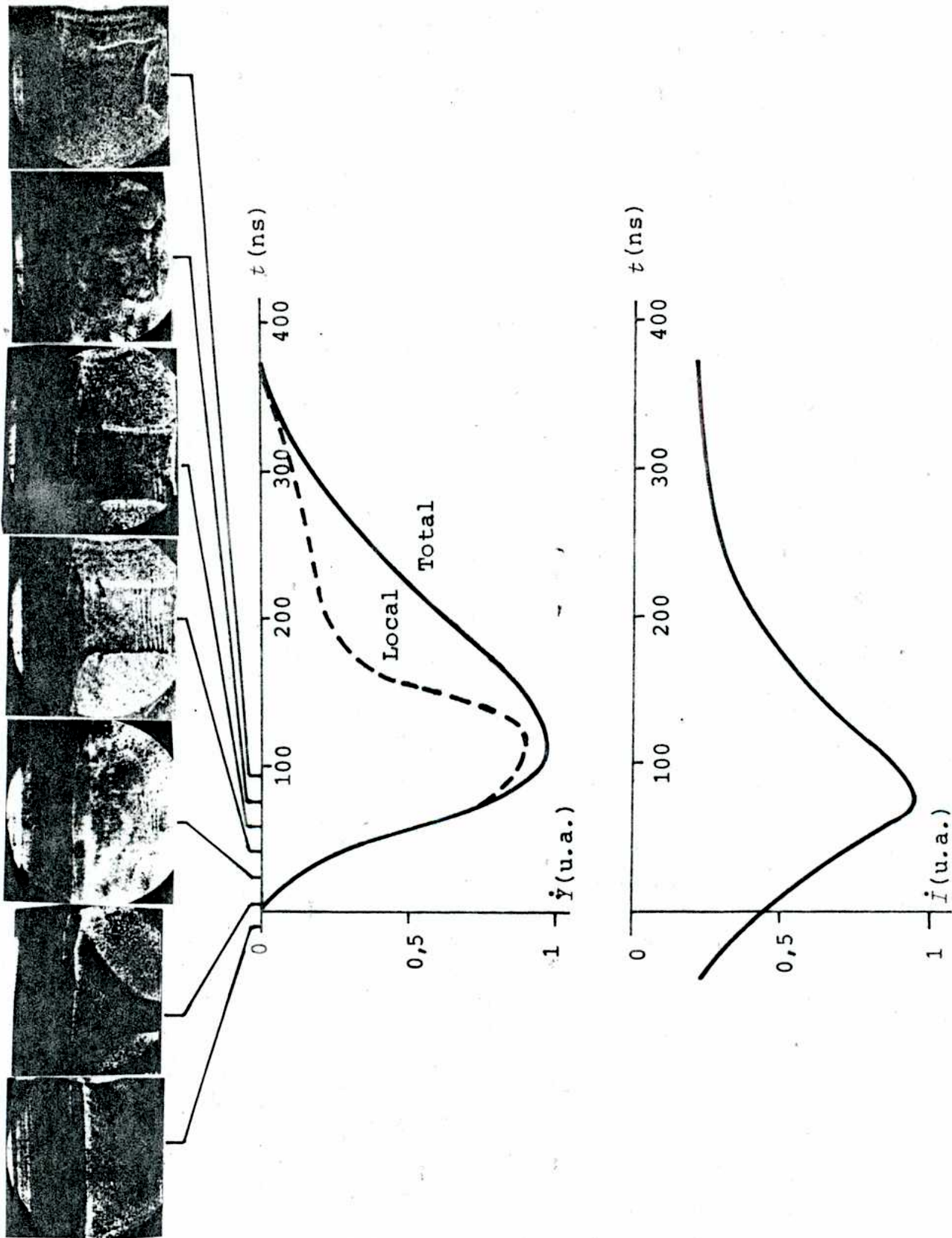


Figura 37: Correlación temporal entre las fotografías, la producción de neutrones y la derivada de la corriente (25 kV, 4 torr).

### V.3. Conclusiones y comparaciones de las mediciones ópticas.

Las principales conclusiones de las mediciones ópticas, descritas en este capítulo, son:

i) Pueden observarse dinámicas distintas en un mismo equipo, variando solamente la presión de llenado.

ii) No existe una relación directa entre tipo de estructura y régimen de máxima producción de neutrones.

iii) La ausencia de filamentos para presiones inferiores a los límites de los regímenes de muy alta presión difícilmente puedan ser explicados por falta de sensibilidad del método. En efecto, parece razonable admitir que las dimensiones características de los filamentos no cambian con la presión (no cambian apreciablemente en todo el rango de presiones en los que han sido registrados en este trabajo), consecuentemente, es de esperar que los gradientes segundos de la densidad varíen linealmente con la presión (debido a la ecuación (21)). Pero la transición en presiones del régimen con y sin filamentos es brusca, y apenas aparecen, se los ve bien contrastados ( $\Delta I/I \sim 1$ ).

iv) La densidad del plasma crece con la presión. Esto se infiere a raíz de que la forma y el tamaño de la lámina no cambian sustancialmente con la presión, pero si el contraste de las fotografías Shadow.

v) Tanto la velocidad como la aceleración de la lámina decrecen con el incremento de la presión.

vi) En ningún caso se observa que  $v_r$  decrezca en función del tiempo durante la etapa de la convergencia; por el contrario, la velocidad media crece siempre entre dos mediciones sucesivas hechas antes del comienzo de la etapa del foco.

vii) Existen estructuras de plasma durante la máxima producción de neutrones. Además se pone en evidencia la similitud de la evolución temporal y espacial de dichas estructuras con aquella de una fuente de neutrones que produce  $\sim 70\%$  del número total de neutrones.

viii) Se observa la presencia de estructuras densas de plasma sobre el eje, en instantes cercanos al de máxima compresión, de pequeñas dimensiones (longitud  $\sim 5$  mm, diámetro  $\lesssim 1$  mm y duración  $< 18$  ns.), en los regímenes de presión intermedia. En otros regímenes la observación no es posible, debido al desarrollo de las inestabilidades.

Con los resultados presentados aquí y los obtenidos por diversos investigadores se pueden hacer varios comentarios:

1) Por primera vez se muestra que dinámicas distintas, observadas con métodos Shadow o Schlieren, tales como convergencia estable (habitual en los equipos tipo Filippov), convergencia inestable ("característica" de los Mather) y la presencia de filamentos, están presentes en un mismo equipo.

2) Hay varios resultados de este trabajo que coinciden con observaciones que surgen de muchos otros: los regímenes de máxima producción de neutrones no están correlacionados con el tipo de es-

estructura del plasma; la velocidad y la aceleración radiales decrecen con la presión; y la densidad crece con la presión.

3) El comportamiento de los filamentos en función de la presión y la tensión, que se presenta en este capítulo, es opuesto al reportado por Bostick *et al.* [94], que se observa con un convertidor de imágenes. Este hecho puede explicarse, en parte, por las diferentes sensibilidades y resoluciones de los métodos y, en parte, porque las observaciones pueden referirse a eventuales regímenes distintos.

## CAPITULO VI

### VI.1. Modelo magnetohidrodinámico y resolución numérica.

El modelo magnetohidrodinámico utilizado es el mismo que el desarrollado por Potter, ya discutido en el capítulo II.

Las ecuaciones (1) a (10) pueden ser escritas convenientemente escaladas, en una forma que facilita su resolución:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) \quad (68)$$

$$\frac{\partial (\rho v_r)}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho v_r \vec{v}) - \frac{\partial}{\partial r} (\rho (T_i + T_e)) - (\vec{\nabla} \cdot \vec{V})_r - j_z B_\theta \quad (69)$$

$$\frac{\partial (\rho v_z)}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho v_z \vec{v}) - \frac{\partial}{\partial z} (\rho (T_i + T_e)) - (\vec{\nabla} \cdot \vec{V})_z + j_r B_\theta \quad (70)$$

$$\frac{\partial (\rho T_i)}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho T_i \vec{v}) - \frac{2}{3} (\rho T_i \vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_i + \vec{V} : \vec{\nabla} \vec{v}) + \rho \frac{T_e - T_i}{\tau_{eq}} \quad (71)$$

$$\frac{\partial (\rho T_e)}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho T_e \vec{v}_e) - \frac{2}{3} (\rho T_e \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_e + \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_e - \eta j^2 + P_b) - \rho \frac{T_e - T_i}{\tau_{eq}} \quad (72)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_\theta}{\partial t} = & -\vec{\nabla} \cdot (B_\theta \vec{v}_e) + \eta \left( -\frac{B_\theta}{r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial B_\theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 B_\theta}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 B_\theta}{\partial z^2} \right) - j_r \frac{\partial \eta}{\partial z} + j_z \frac{\partial \eta}{\partial r} + \\ & + C \frac{1}{\rho^2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{\partial (\rho T_e)}{\partial z} - \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial (\rho T_e)}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (73)$$

donde los símbolos y las constantes tienen el mismo significado que en el capítulo II. Los valores numéricos de los coeficientes y constantes, así como los factores de escala, pueden verse en la tabla 2.

Las variables utilizadas son:  $\rho$ ,  $\rho v_r$ ,  $\rho v_z$ ,  $\rho T_i$ ,  $\rho T_e$  y  $B_\theta$ . Los valores correspondientes a dichas variables son evaluados en los puntos de una grilla euleriana bidimensional (coordenadas  $r$  y  $z$ ) equiespaciada.

El método de resolución de estas ecuaciones es similar al desarrollado por Christiansen y Winsor [95]: 'cada intervalo temporal de integración se divide en dos partes que se denominan (siguiendo a la referencia antes citada) etapa I o difusiva (que corresponde físicamente a los procesos generadores de entropía) y

Tabla 2

Factores de escala, símbolos y constantes utilizados en el cálculo numérico.

a) Factores de escala.

Tiempo:	$t$ (cgs) = $10^{-6} t$
Longitud:	$l$ (cgs) = $l$
Velocidad:	$v$ (cgs) = $10^6 v$
Densidad de masa:	$\rho$ (cgs) = $10^{-6} \rho$
Temperatura:	$T$ (eV) = $2,09 T$
Densidad de corriente:	$j$ (cgs) = $8,46 \cdot 10^{12} j$
Campo magnético:	$B$ (cgs) = $3,54 \cdot 10^3 B$

b) Símbolos y coeficientes.

Velocidad de electrones:	$\vec{v}_e = \vec{v} - c \frac{\vec{j}}{\rho}$
Densidad de corriente:	$j_r = -\frac{\partial B_\theta}{\partial z} ; j_z = \frac{B_\theta}{r} + \frac{\partial B_\theta}{\partial r}$
Resistividad:	$\eta = 0,27 \frac{\Lambda_e}{T_e^{3/2}}$
Conductividad térmica:	$\kappa_i = 1,16 \cdot 10^{-3} \frac{T_i^{5/2}}{\Lambda_i}$ $\kappa_e = 4,08 \cdot 10^{-2} \frac{T_e^{5/2}}{\Lambda_e}$
Viscosidad:	$\mu_o = 2,86 \cdot 10^{-4} \frac{T_i^{5/2}}{\Lambda_i}$
Tiempo de equipartición:	$\tau_{eq} = 10^{-2} \frac{T_e^{3/2}}{\Lambda_e \rho}$
Potencia de bremsstrahlung:	$P_b = 2,18 \cdot 10^{-2} \rho^2 T_e^{1/2}$
Otros:	$\Lambda_i = 3,63 - \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\rho}{T_i^3} \right)$ $\Lambda_e = 4,27 - \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\rho}{T_e^2} \right)$ $\omega_{ci} \tau_{ii} = 5,07 \cdot 10^{-3} \frac{B_\theta T_i^{3/2}}{\Lambda_i \rho}$ $\omega_{ce} \tau_{ee} = 2,17 \cdot 10^{-1} \frac{B_\theta T_e^{3/2}}{\Lambda_e \rho}$

c) Constante.

$$C = 0,118$$

etapa II o hidrodinámica (que corresponde a procesos adiabáticos).

Las ecuaciones (68) a (73) (aunque resulte algo artificial, desde el punto de vista físico, la referida al campo magnético, ecuación (73)) están escritas de manera de distinguir las dos etapas mencionadas, ya que pueden resumirse escribiendo:

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\chi \vec{u}) + L_D \chi \equiv L_H \chi + L_D \chi \quad (74)$$

donde  $\chi$  se refiere a  $\rho$ ,  $\rho v_r$ ,  $\rho v_z$ ,  $\rho T_i$ ,  $\rho T_e$  o  $B_\theta$ ;  $\vec{u}$  a  $\vec{v}$  o  $\vec{v}_e$ , y tanto  $L_H$  como  $L_D$  son operadores.  $L_H$  está definido en la ecuación (74) y  $L_D$  contiene los términos restantes.

La justificación de los esquemas utilizados, pueden verse a partir del desarrollo en serie de Taylor de las variables en función del tiempo:

$$\chi_{ij}^{n+1} = \chi_{ij}^n + \left( \frac{\partial \chi_{ij}}{\partial t} \right)^n \Delta t + \left( \frac{\partial^2 \chi_{ij}}{\partial t^2} \right)^n \frac{(\Delta t)^2}{2} + \dots \equiv e^{\Delta t (\partial / \partial t)} \chi_{ij}^n \quad (75)$$

donde  $\chi_{ij}^n$  se refiere al valor de la variable  $\chi$  en el punto de coordenadas  $r_i \equiv i \cdot \Delta r$ ,  $z_j \equiv j \cdot \Delta z$  y al tiempo  $t$ , que se denominará nivel temporal  $n$  ( $\Delta r$  y  $\Delta z$  son los espaciados uniforme de la grilla en las direcciones  $r$  y  $z$ , respectivamente, que además verifican  $\Delta r \cong \Delta z$ ; el nivel temporal  $n+1$  se refiere al instante  $t + \Delta t$ ).

Teniendo en cuenta las ecuaciones (74) y (75), se puede poner:

$$\chi_{ij}^{n+1} = e^{\Delta t (L_H + L_D)} \chi_{ij}^n \quad (76)$$

o bien:

$$e^{-\Delta t L_D} \chi_{ij}^{n+1} = e^{\Delta t L_H} \chi_{ij}^n \quad (77)$$

y separar el problema en dos partes:  
la hidrodinámica

$$\chi_{ij}^* = e^{\Delta t L_H} \chi_{ij}^n \quad (78)$$

y la difusiva

$$e^{-\Delta t L_D} \chi_{ij}^{n+1} = \chi_{ij}^* \quad (79)$$

Para la resolución se procede como sigue. A partir de los valores de las variables en el instante  $t$  ( $\chi_{ij}^n$ ), se calcula el valor de las variables auxiliares  $\chi_{ij}^*$ , mediante la resolución de las ecuaciones (78) utilizando un algoritmo denominado FCT ("transporte con corrección de flujo") que fue originalmente desarrollado por Boris y Book (el detalle del método, así como las diversas modificaciones pueden verse en las referencias [96,97,98]). Dicho algoritmo utiliza lo mejor de los esquemas de alto orden y de bajo orden (referidos a la precisión espacial). Los primeros sufren de excesivas ondulaciones, sobre todo cerca de variaciones espaciales fuertes de las variables; mientras que, los otros, producen mucha difusión numérica. El algoritmo FCT consiste en avanzar temporalmente con un esquema de bajo orden y, posteriormente, corregir los valores, a través

de la limitación del flujo, con un esquema de alto orden. Siguiendo a Zalesak [99], se ha elegido, para el bajo orden, el algoritmo denominado "leapfrog-trapezoidal", y uno de cuarto orden, en el otro caso.

Una vez conocidos los valores de la variable auxiliar  $x_{ij}^*$ , se resuelve la etapa difusiva (ecuación (79)) con un esquema totalmente implícito, debido a su gran estabilidad.

Por problemas de limitación en la memoria de la computadora utilizada, es necesario desacoplar las ecuaciones del tipo de la (79), para las distintas variables. En este caso se procede como sigue. Se resuelve el sistema de ecuaciones asociado a una variable  $x$  cualquiera, manteniendo las demás variables constantes (es decir, utilizando los valores que se tienen, para el cálculo de los elementos de matriz del operador  $e^{-\Delta t L D}$ ); luego se integra del mismo modo para otra variable  $x$ ; y así sucesivamente hasta completar todas las variables. Con este nivel temporal intermedio, se vuelven a resolver los sistemas para todas las variables, obteniéndose un nuevo nivel temporal intermedio. Se continúa iterando, hasta que los valores calculados en el nuevo nivel no difieran del nivel anterior en más de un valor prefijado.

El sistema de ecuaciones (79) para una variable tiene asociada una matriz del tipo pentadiagonal (ya que, para calcular la matriz en el punto de coordenadas  $(r_i, z_j)$  se necesitan conocer solamente los valores de las variables en los puntos de coordenadas  $(r_i, z_j)$ ,  $(r_i + \Delta r, z_j)$ ,  $(r_i - \Delta r, z_j)$ ,  $(r_i, z_j + \Delta z)$  y  $(r_i, z_j - \Delta z)$ ). A pesar de la existencia de algoritmos muy rápidos para la inversión de matrices "a bandas" (como el método ICCG [100]), fue preciso desdoblar las ecuaciones en las coordenadas  $r$  y  $z$  (lo que significa resolver dos sistemas tridiagonales) debido a las limitaciones de memoria.

El intervalo de integración temporal es variable, y se elige de acuerdo a los tiempos característicos de variación de las variables, en los puntos donde dichas variables superan un cierto umbral definido al comienzo del cálculo. Es decir:

$$\Delta t^{n+2} = \Delta t^{n+1} \left( \frac{X_{ij}^n + X_{\min}}{X_{ij}^{n+1} - X_{ij}^n} \right)_{\min} \quad (80)$$

donde  $X_{\min}$  es el valor umbral.

Junto con las ecuaciones magnetohidrodinámicas se resuelve la ecuación del circuito, que puede ser escrita como:

$$L_T \ddot{q} + \dot{L}_T \dot{q} + \frac{q}{C} = 0 \quad (81)$$

donde  $L_T$  es la inductancia total del circuito, compuesta por la suma de una inductancia externa ( $L_o$ ) y una inductancia variable del sistema plasma-electrodos ( $L_c(t)$ ), que se calcula en cada nivel temporal;  $C$  es la capacidad del banco de condensadores; y  $q$  la carga de los mismos (la corriente del circuito es  $I = -\dot{q}$ ).

Las condiciones de contorno son las siguientes (ver figura 38): velocidades perpendiculares a las superficies materiales nula;



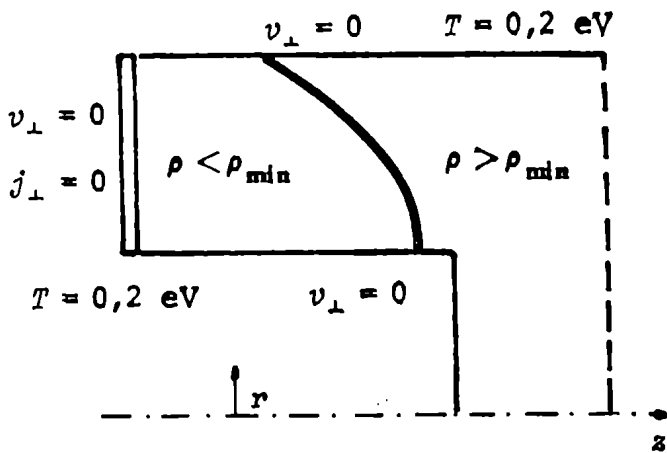


Figura 38: Condiciones de contorno para el cálculo numérico.

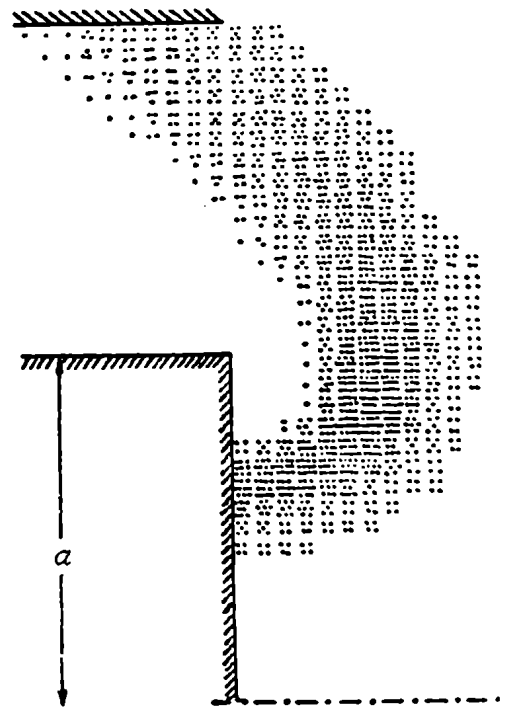


Figura 39: Forma de la lámina en la convergencia.

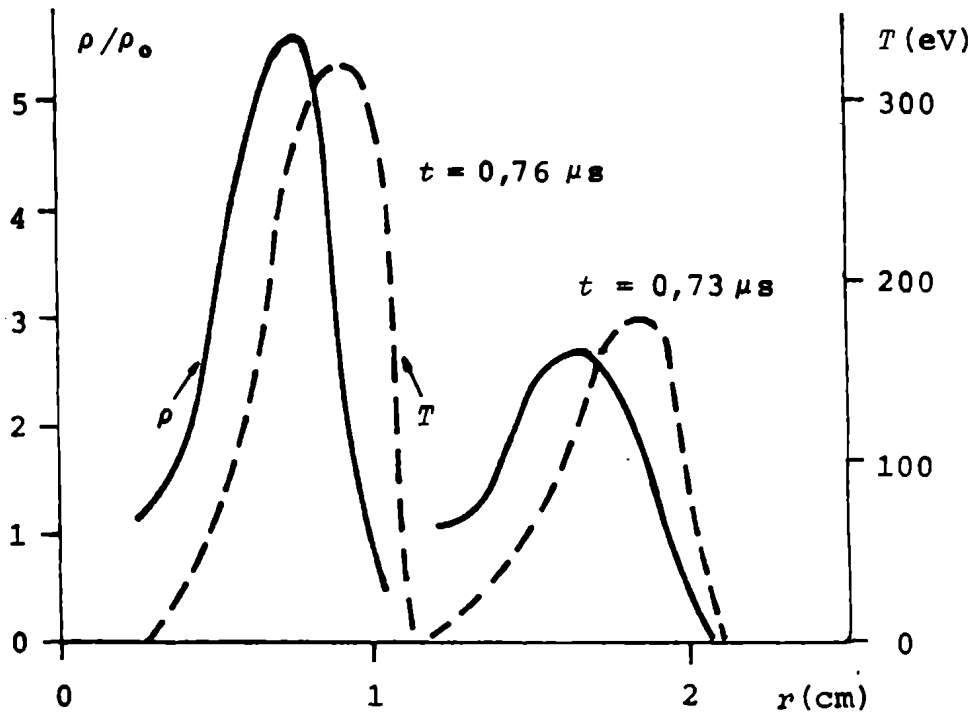


Figura 40: Perfiles de densidad y temperatura de la lámina de corriente para la configuración de Potter.

densidad de corriente perpendicular al aislante nula; temperatura de 0,2 eV para las superficies materiales; y densidad de corriente nula en la zona que queda entre el pistón magnético y el aislante, que se define como aquella zona en la que la densidad se hace inferior a un cierto valor, fijado al comienzo del cálculo, denominado  $\rho_{\min}$  (en los resultados que se muestran más adelante se tomó  $\rho_{\min} = 0,01 \cdot \rho_0$ ). En esta zona, el campo magnético vale:

$$B(G) = \frac{I(A)}{5 r(\text{cm})} \quad (82)$$

condición que acopla (junto con  $L_c(t)$ ) la ecuación del circuito.

Las condiciones iniciales para las variables del plasma son:  $\rho(0) = \rho_0$  (densidad de llenado),  $v_r(0) = 0$ ,  $v_z(0) = 0$ ,  $T_i(0) = T_e(0) = 0,2$  eV y  $B_\theta(0) = 0$ , salvo en los puntos ubicados sobre el aislante, donde vale la ecuación (82) para todo instante. Para el circuito, se tiene:  $q(0) = C \cdot V_0$ ,  $\dot{q}(0) = 0$  y  $L_T(0) = L_0$ .

Como control del cálculo, se evalúa en todo instante la energía total del sistema y se la compara con la energía inicial del banco de condensadores ( $E = \frac{1}{2} C V_0^2$ ). Las diferencias entre ambos valores nunca fueron superiores al 5% en los cálculos realizados.

El programa requiere entre 190 y 200 kbytes de memoria para grillas de 2000 puntos. Se utilizó una minicomputadora NOVA 4 (DATA GENERAL) que posee el Laboratorio de Física del Plasma (FCEN-UBA), con tiempos de cálculo de aproximadamente 15 horas. La salida se almacena en el disco. Por problemas de capacidad, se guardan sólo unos cien niveles temporales, que ocupan 4 Mbytes de memoria.

Posteriormente, mediante otros programas, se elaboran estos resultados. Entre los diversos análisis posibles se encuentran la posibilidad de realizar gráficos de las variables del plasma o eléctricas en función del tiempo, y la simulación de interferogramas. Estos últimos se realizan integrando numericamente la densidad y agregando un sistema de franjas de referencia. Lamentablemente no se pueden obtener gráficos que simulen fotografías Shadow o Schlieren debido a que las derivadas calculadas en puntos que no pertenecen a la grilla tienen excesivas ondulaciones.

## VI.2. Resultados del modelo.

Se ejecutó el programa para dos configuraciones distintas: la utilizada por Potter [52] y la correspondiente al equipo 1 MJ de Frascati (descrito en el capítulo IV).

### VI.2.1. Resultados con la configuración de Potter.

Los parámetros correspondientes a este caso son:  $C = 40 \mu\text{F}$ ,  $V_0 = 40$  kV,  $L_0 = 15$  nH,  $a = 2,5$  cm,  $b = 5$  cm,  $l = 10$  cm y  $p_0 = 0,7$  torr de  $D_2$ . La presión utilizada ( $p_0 = 0,7$  torr) corresponde a una densidad de partículas de  $n_e = 4,5 \cdot 10^{16}$   $\text{cm}^{-3}$  y equivale al caso que Potter denomina  $p_0 = 1$  torr. Se utilizó una grilla con  $\Delta r = \Delta z \cong 0,15$  cm.

La figura 39 muestra la forma de la lámina para un instante

correspondiente a la etapa de la convergencia.

Los perfiles de las variables, para esta etapa, pueden verse en la figura 40. Dichos perfiles corresponden a la parte de la lámina que se encuentra a  $\sim 1$  cm del electrodo central. Como puede verse, el máximo de densidad está adelante (en el sentido de avance de la lámina) de los correspondientes a la temperatura y la densidad de corriente. Esta diferencia se mantiene igual para los dos instantes de tiempo que se han graficado ( $t = 0,73 \mu s$  y  $t = 0,76 \mu s$ ). Los perfiles de temperatura son prácticamente iguales, si bien sistemáticamente la temperatura iónica es mayor que la electrónica, en la parte delantera de la lámina y un poco menor que ésta en la zona del pistón magnético. Estos comportamientos se observan, también, durante la etapa coaxial.

Durante la convergencia de la lámina hacia el eje se ve que la densidad, la temperatura (tanto iónica como electrónica) y la velocidad radial crecen mientras que el ancho permanece constante. Los valores que se alcanzan, antes de la llegada al eje, del frente de choque son:  $n_e \cong 2,3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_i \cong T_e \cong 300 \text{ eV}$ ,  $v_r \geq 5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$  y  $\Delta \cong 4 \text{ mm}$ .

En la figura 41 se muestran la corriente, la posición radial del pistón magnético, su velocidad y su aceleración en función del tiempo (los tres últimos, sólo durante la etapa de la convergencia). La llamada posición del pistón, es en realidad, la del último punto que verifique  $\rho > \rho_{\min}$ . Hay que recordar que todos los puntos que se mencionan (máximo de temperatura, posición del pistón, etc.,) pueden determinarse con un error que viene dado por el tamaño de la grilla ( $\Delta r = \Delta z \cong 0,15 \text{ cm}$ , en este caso).

Finalmente, a título de ejemplo, se presenta un interferograma simulado correspondiente a la etapa de convergencia (ver figura 42).

#### VI.2.2. Resultados con la configuración del Plasma Focus 1 MJ de Frascati.

Con la configuración del equipo Plasma Focus 1 MJ de Frascati se realizaron corridas de programas para distintos valores de la presión.

Se trabajó con un espaciado para la grilla de  $\Delta r = \Delta z \cong 0,35 \text{ cm}$ , que se logró considerando en total unos 4000 puntos, ya que se desdobló la ejecución en dos partes. En la primera se calculó la evolución de la etapa coaxial en una grilla de 2000 puntos. Luego, tomando como condición inicial el estado del sistema luego de esta primera parte se continuó el cálculo hasta la etapa del foco.

Los parámetros de esta configuración son:  $C = 1250 \mu F$ ,  $V_0 = 20 \text{ kV}$ ,  $L_0 = 16 \text{ nH}$ ,  $a = 8 \text{ cm}$ ,  $b = 12 \text{ cm}$ ,  $l = 56 \text{ cm}$  y  $p_0 = 1 \text{ torr}$ ,  $3 \text{ torr}$  y  $5 \text{ torr}$  de  $D_2$ .

Los resultados son, esencialmente, los mismos que en el caso Potter. Tanto la forma de la lámina como las distribuciones de las variables son equivalentes a las de las figuras 39 y 40, cambiando solamente los valores que se alcanzan.

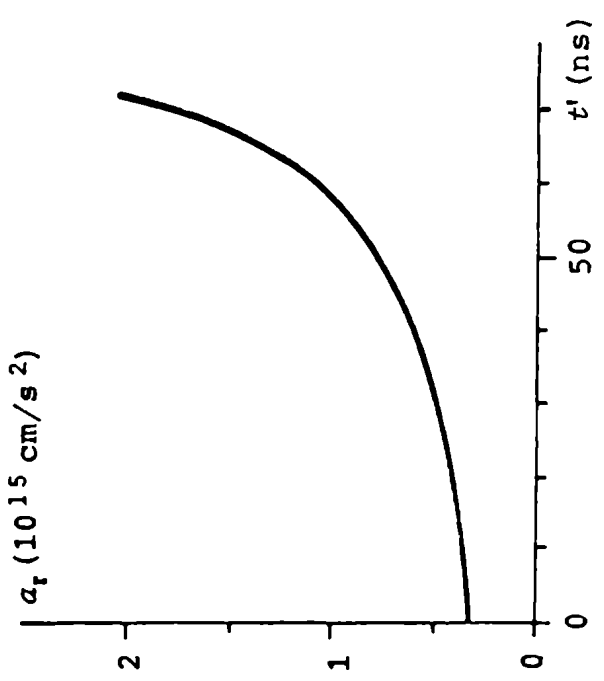
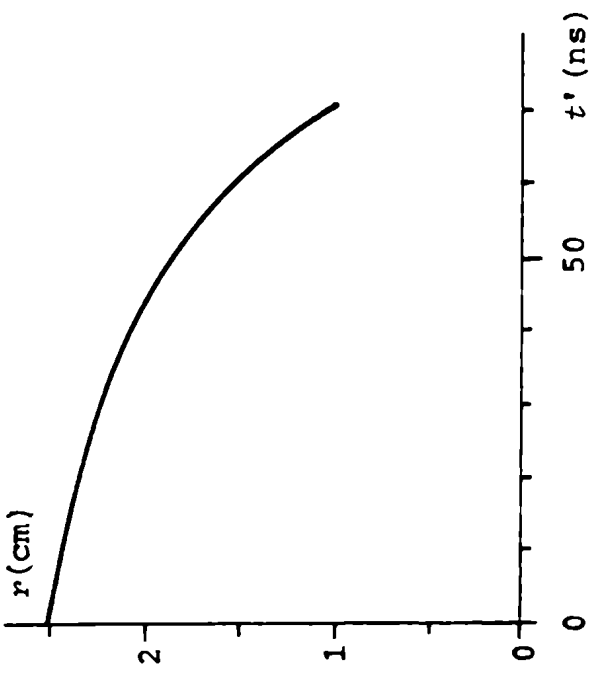
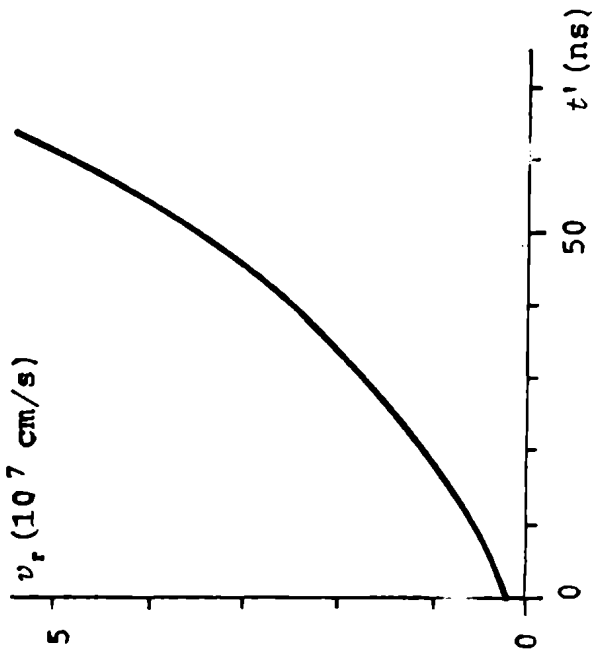
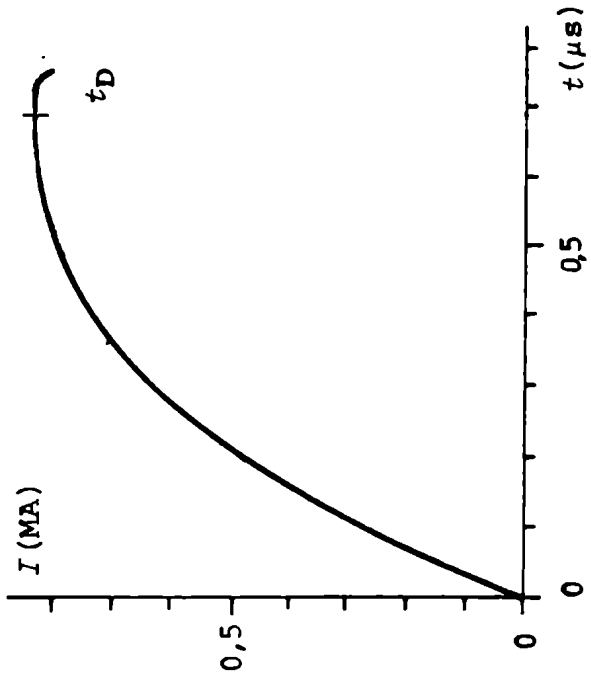


Figura 41: Corriente; posición radial, velocidad y aceleración del pistón magnético en función del tiempo para la configuración de Potter ( $t' = t - t_D$ ,  $t_D$ : tiempo de desborde).

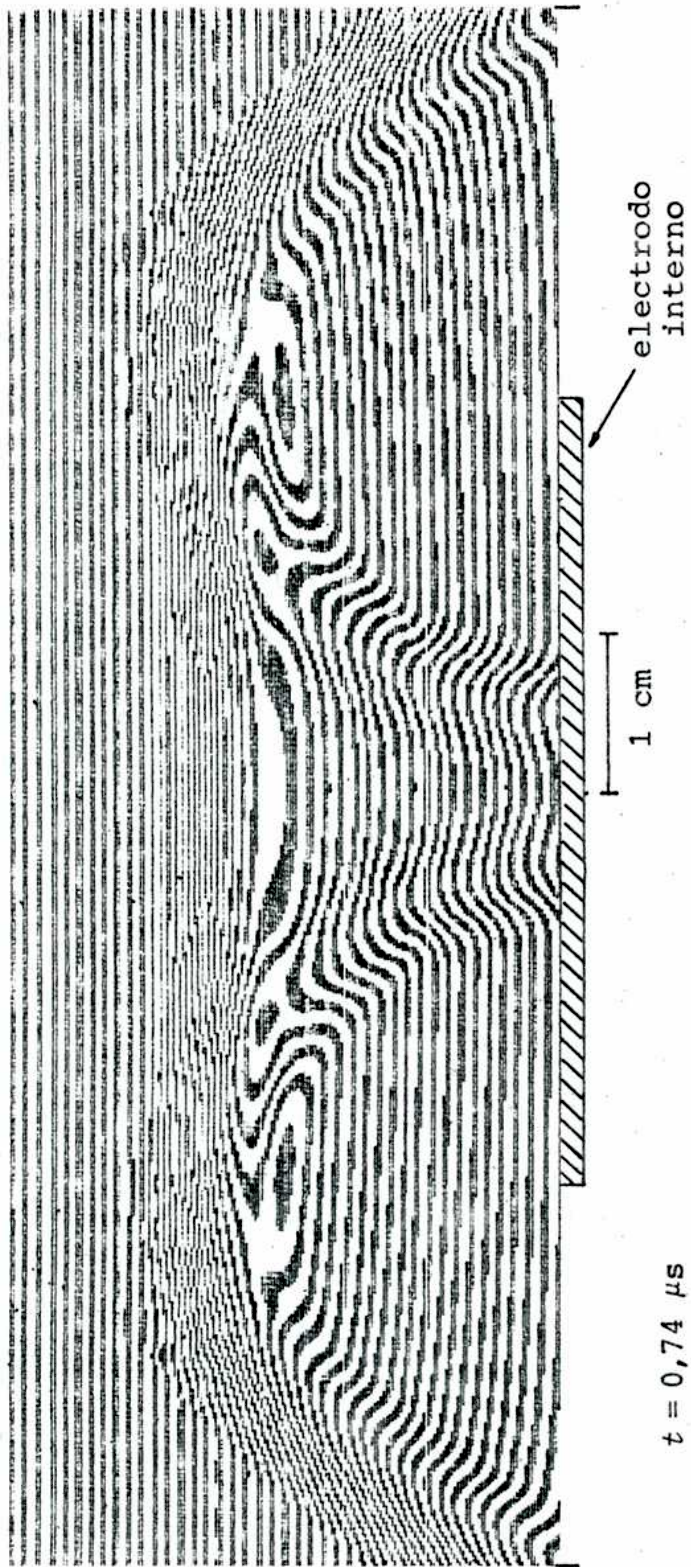


Figura 42: Interferograma simulado para la configuración de Potter, durante la etapa de convergencia.

Teniendo en cuenta que el espaciado de la grilla es de  $\sim 3,5$  mm y que la lámina tiene un ancho (a altura mitad) de  $\Delta \sim 7$  mm, es imposible hacer una separación neta entre los máximos de las distintas variables.

La figura 43 muestra la evolución de la lámina, durante la convergencia en dos instantes distintos ( $t = 5,87 \mu\text{s}$  y  $t = 5,90 \mu\text{s}$ ) para  $p_0 = 1$  torr. Pueden hacerse las mismas observaciones que antes, es decir, que tanto la temperatura, la velocidad y la densidad crecen con el tiempo, mientras que el ancho no se modifica.

Los valores máximos que se alcanzan antes del foco dependen de la presión de llenado. La densidad es lineal con la presión (el factor de compresión es constante,  $\rho/\rho_0 \sim 10$ ), alcanzándose valores de  $n_e \cong 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $1,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  y  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  para  $p_0 = 1$  torr, 3 torr y 5 torr, respectivamente. Para la velocidad radial y la temperatura se tienen  $v_r \cong 5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ ,  $3,3 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$  y  $2,7 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ ; y  $T \cong 200 \text{ eV}$ ,  $90 \text{ eV}$  y  $60 \text{ eV}$ , para  $p_0 = 1$  torr, 3 torr y 5 torr, respectivamente, como se ve en la figura 44.

De las figuras 43 y 44 se puede ver que la variación de las variables con el tiempo, durante la convergencia, es bastante menor que en el caso de Potter (ver figura 40).

La cinemática de la lámina de corriente y la corriente total en función del tiempo, pueden verse en la figura 45 para los distintos valores de la presión. En particular, se puede observar que los tiempos característicos de variación de la aceleración resultan  $\tau_a \geq 200 \text{ ns}$ .

Debido a que tanto el factor de compresión como la forma y el ancho de la lámina no cambian para distintas presiones, los interferogramas simulados serán iguales si se cambia la sensibilidad adecuadamente. Por ejemplo, el interferograma obtenido a 20 kV, 3 torr con  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ , será igual al de 20 kV, 5 torr con  $\lambda = 4165 \text{ \AA}$ , de acuerdo a la ecuación (46). Por eso se muestra una única secuencia correspondiente al caso 20 kV, 3 torr (ver figura 46).

En particular, el último corresponde a la etapa final de la etapa de convergencia. La etapa del foco no ha sido estudiada en detalle por tres motivos. Primero, porque el intervalo temporal disminuía demasiado, haciendo aumentar considerablemente el tiempo de cálculo; segundo, porque se carece de datos experimentales con los cuales hacer comparaciones; y finalmente, porque la validez de las ecuaciones del modelo es dudosa, como se verá en el próximo párrafo.

### VI.3. Comparaciones y conclusiones del cálculo numérico.

#### VI.3.1. Comparación del cálculo numérico con otros resultados.

Es conveniente discutir brevemente la validez de los resultados numéricos obtenidos.

Una comparación con los resultados experimentales expuestos en el capítulo V arroja un acuerdo global satisfactorio.

Tanto en los valores de la corriente como en los tiempos las

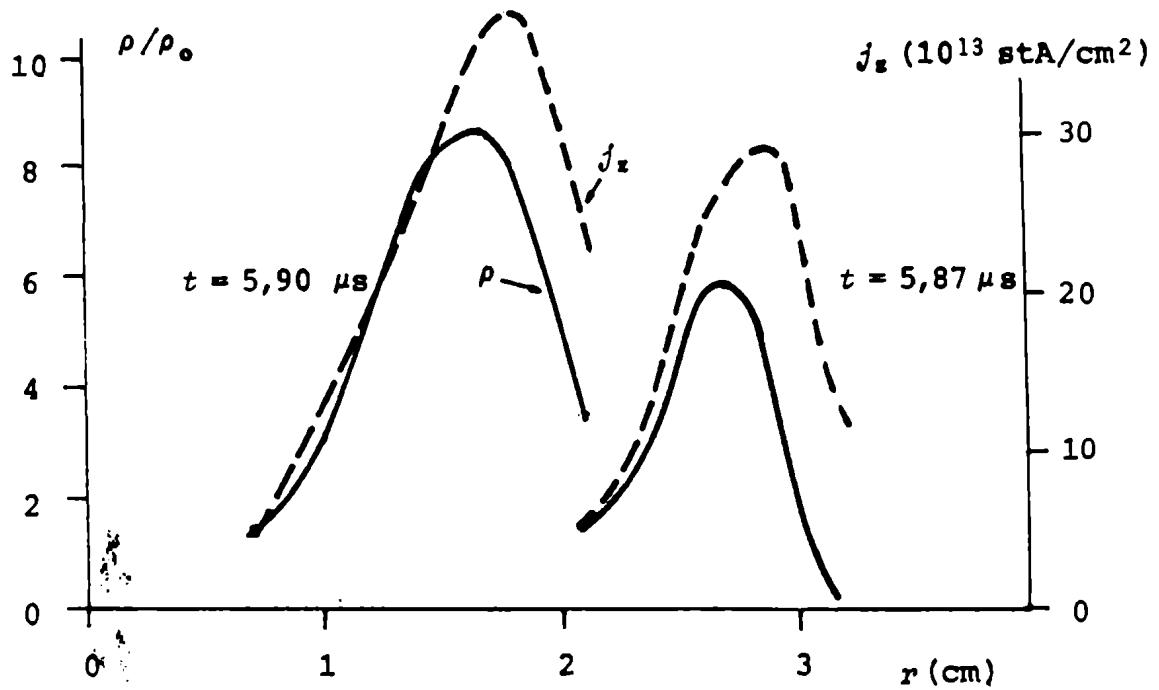


Figura 43: Perfiles de temperatura y densidad de corriente de la lámina para la configuración de Frascati ( $p_0 = 1$  torr)

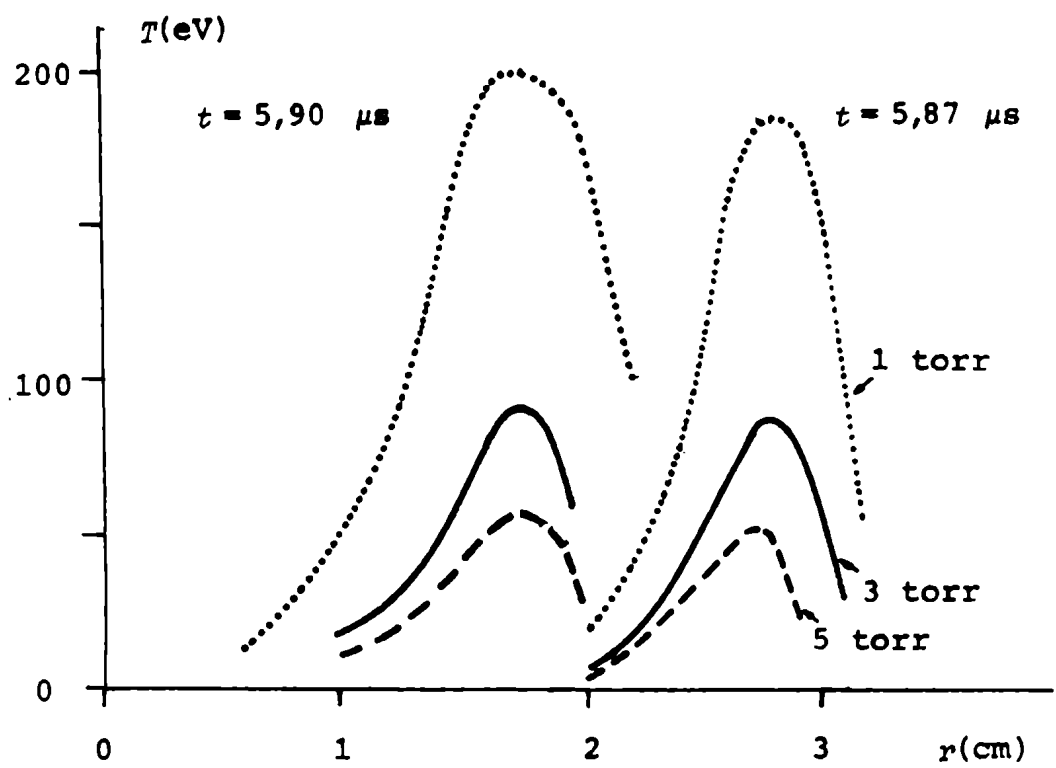


Figura 44: Perfiles de temperatura de la lámina con la configuración de Frascati.

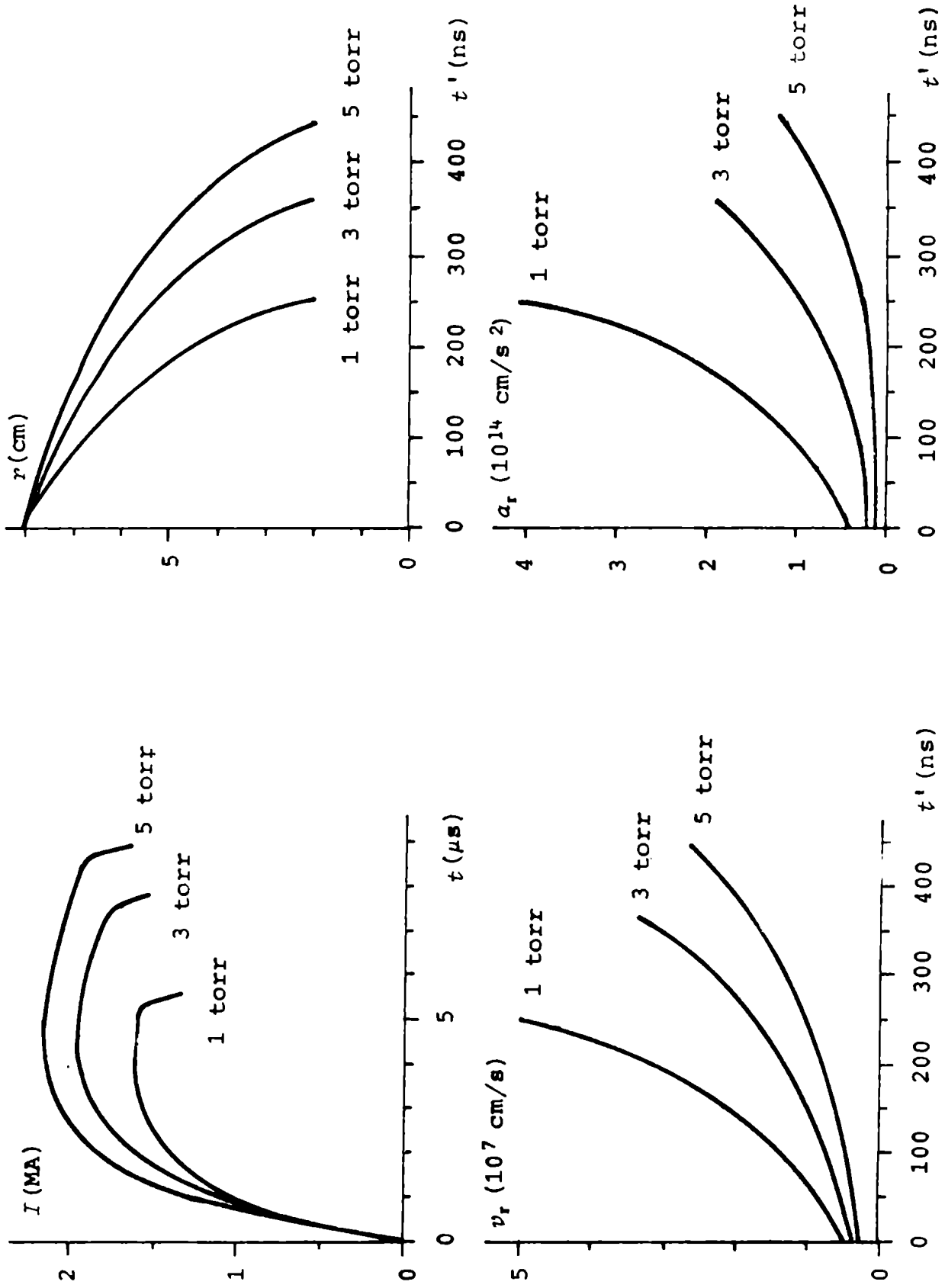
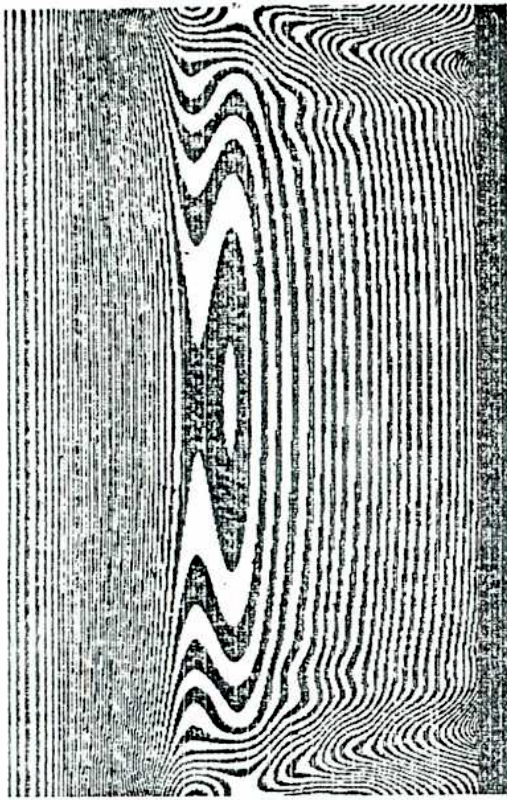
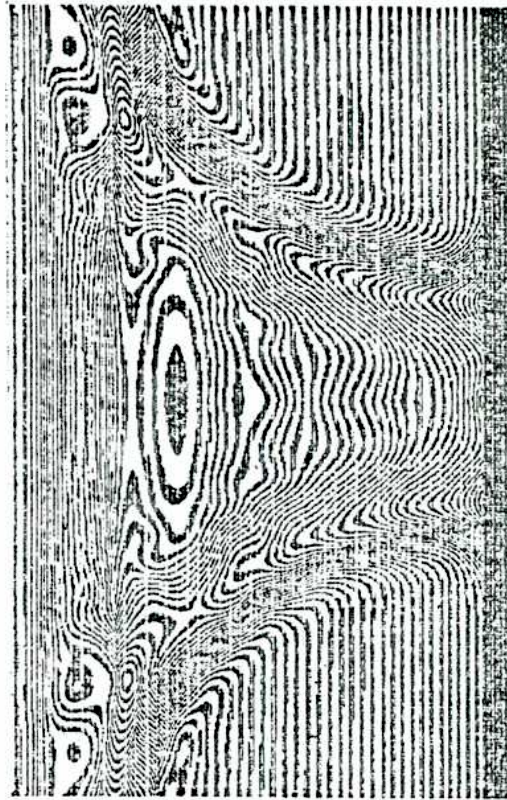


Figura 45: Corriente; posición radial, velocidad y aceleración del pistón magnético en función del tiempo para la configuración de Frascati ( $t' = t - t_D$ ,  $t_D$ : tiempo de desborde).

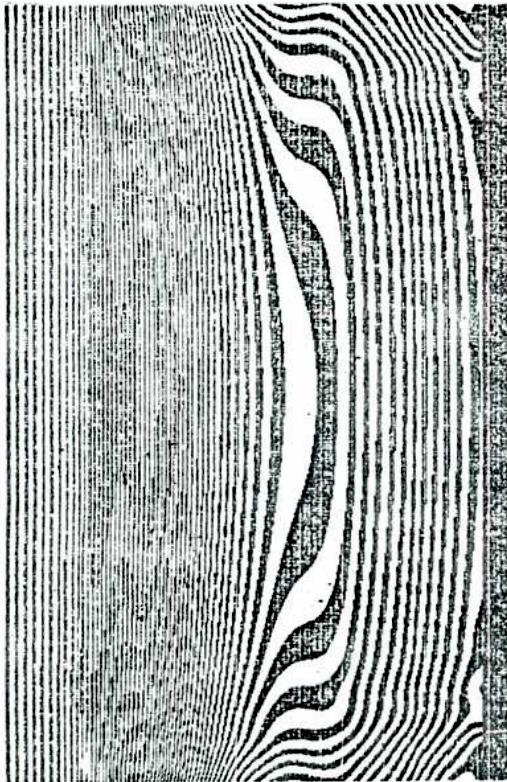




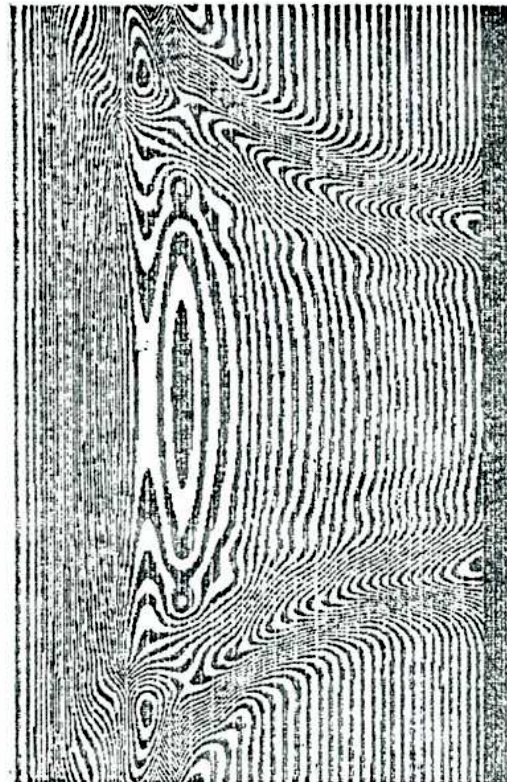
$t = 7,56 \mu s$



$t = 7,65 \mu s$



$t = 7,38 \mu s$



$t = 7,61 \mu s$

1 cm

Figura 46: Secuencia de interferogramas simulados para la configuración de Frascati durante la convergencia ( $p_0 = 3$  torr).

diferencias entre los dos resultados nunca llegaron al 10%. Las formas y dimensiones de la lámina tampoco superaron esta diferencia. En cuanto a la cinemática en función tanto del tiempo como de la presión, el comportamiento en ambos casos es similar, si bien no existen datos experimentales para una comparación precisa.

Los perfiles de densidad muestran también un buen acuerdo en la etapa de convergencia (comparar figuras 31 y 43).

Otras magnitudes tales como la temperatura o el campo magnético no pueden ser comparadas por no disponer de datos experimentales.

También es interesante comparar los resultados desarrollados en este capítulo con aquellos del código de Potter ya que ambos fueron obtenidos a partir de las mismas ecuaciones y su diferencia radica sólo en el método numérico de resolución y en las condiciones iniciales (el modelo de Potter usa  $T_i(0) = T_e(0) = 2$  eV, mientras que en el presente trabajo  $T_i(0) = T_e(0) = 0,2$  eV).

Comparando los gráficos del parágrafo VI.2.1. con los de Potter [52] se encuentra un acuerdo excelente en todas las variables, ya sean del plasma o eléctricas, salvo en la temperatura. Potter muestra valores sistemáticamente menores y, además, con  $T_e > T_i$ , contrariamente a lo que se dijo en este capítulo, es decir,  $T_e \cong T_i$ . Un análisis de las ecuaciones de la energía (ecuaciones (3) y (4)) muestra que los términos más importantes son los correspondientes a calentamiento adiabático; de aquí que se justifique que  $T_i \cong T_e$  puesto que  $p_i \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \cong p_e \vec{\nabla} \cdot \vec{v}$ . Conviene notar que no resulta posible justificar  $T_i \cong T_e$  en base a equipartición de energía entre las especies iónicas y electrónicas ya que los tiempos de equipartición de energía son mucho mayores que los tiempos característicos de variación de las variables. En cambio, Potter sugiere que es importante el calentamiento joule y por eso justifica su resultado  $T_e > T_i$ . Es curioso, sin embargo, que la diferencia entre  $T_e$  y  $T_i$  aumente, en sus resultados, durante la parte final de la convergencia donde, debido al aumento de temperatura y la consecuente disminución de la resistividad ( $\eta \propto T^{-5/2}$ ), cabría esperar una disminución de la importancia relativa del calentamiento joule.

### VI.3.2. Validez del modelo teórico.

Los principales inconvenientes del modelo utilizado son: no incluir el detalle físico del comienzo de la descarga ("break-down"); no incluir ionización del gas neutro; y, finalmente, utilizar las ecuaciones del fluido y sus parámetros de transporte en zonas, tales como el frente de choque, en donde podrían no ser válidas las hipótesis hechas (distribución maxwelliana de velocidades).

Como se comentó en el capítulo I, existen varios caminos posibles para el comienzo de la descarga [7], mientras que el modelo asume que la descarga comienza sobre el aislante. Este hecho limita, evidentemente, la validez del modelo a aquellos equipos que inician la descarga de esta manera.

Hay que tener en cuenta, además, el tiempo necesario para la

formación de la lámina. Si se supone que al comienzo de la descarga la ionización se produce por electrones directamente acelerados por el campo eléctrico aplicado, hasta que la densidad de los electrones alcance un valor tal que los choques entre ellos sean tan probables como las colisiones ionizantes y, en consecuencia, a partir de este momento la ionización se realice con electrones térmicos, en el rango de presiones y tensiones empleados los tiempos característicos de todos estos procesos resultan de algunos ns. Estos tiempos son bastante menores que los tiempos característicos de la cinemática o del circuito eléctrico, y, por lo tanto, no parece necesario hacer correcciones en este sentido.

En cambio, procesos de ablación del material del aislante pueden modificar la descarga. Existen varios trabajos que muestran la variación de la producción de neutrones en función del material y la geometría del aislante (ver, por ejemplo, referencias [101, 102, 103, 104]). Dicha variación se puede explicar, en parte, porque la existencia de material ablado permitiría la circulación de una corriente permanente sobre el aislante, disminuyendo así la corriente que circula por el plasma; y, por otra parte, por la introducción de impurezas en el plasma. Cabe mencionar que existen modelos para describir la ablación del aislante, tales como el debido a Keck [105] que desarrolla un esquema autoconsistente de ablación mantenida por corrientes circulando en el material ablado, o uno más elaborado descrito por Workman [106] que incluye efectos de desgase del aislante.

También hay que considerar el hecho de que se forme una lámina de corriente adecuada. Probablemente sea más fácil decir cuales son láminas no adecuadas (por ejemplo, difusas o lámina doble), sin embargo se han desarrollado criterios semiempíricos, como el dado en la referencia [107] basado en la máxima eficiencia de ionización.

Tampoco, en el modelo magnetohidrodinámico, se tuvo en cuenta los procesos de ionización del gas que se incorpora a la lámina durante su movimiento. Es difícil hacer una estimación de como se modificarían los resultados si se la hubiese tenido en cuenta. Probablemente, no se modifiquen en forma sustancial los valores de las variables siempre que la energía media por partícula sea mayor que la de ionización, aunque la estructura pueda ser muy distinta (por ejemplo, como la que se comentó del modelo unidimensional de la referencia [59]). De todas formas, la información de la estructura que puede extraerse del código numérico es bastante escasa debido a haber utilizado una grilla relativamente grande.

Por último conviene destacar que las ecuaciones de fluido y sus parámetros de transporte pueden no ser válidos en algunas zonas como, por ejemplo, el frente de choque, donde pueden producirse variaciones de las variables en distancias comparables con los caminos libres medios. Bajo estas condiciones dejan de valer las soluciones de maxwellianas locales para la ecuación de Boltzman, siendo las soluciones más complejas (como, por ejemplo, las propuestas por Mott-Smith [108]), con la consiguiente modificación en todos los

términos disipativos y de transporte. Estas modificaciones pueden ser importantes no sólo en el frente de choque, sino también en el instante de formación del foco.

### VI.3.3. Conclusiones.

Los principales resultados del cálculo numérico desarrollado en este capítulo son:

1) El código desarrollado es adecuado para describir tanto la dinámica como la cinemática de la lámina de corriente hasta la etapa del foco (dentro de las limitaciones expuestas en el párrafo anterior) ya que existe un buen acuerdo con la experiencia y con el código de Potter, que a su vez ha sido comparado con los resultados de diversos equipos dando acuerdos satisfactorios.

2) Las dependencias de las variables en función de la presión que surgen del modelo son:  $T \propto p_0^{-3/4}$ ,  $v_r \propto p_0^{-3/8}$ ,  $a_r \propto p_0^{-0,7}$ ,  $n \propto p_0$  y  $B \propto I \propto p_0^{1/4}$ . Estas relaciones son aproximadas y valen únicamente en el rango de presiones en el que se trabajó ( $p_0 = 1$  torr a 5 torr). Como se ve, estas dependencias están de acuerdo con las sugeridas por la experiencia dadas en el capítulo II.

3) La cinemática, durante la convergencia, muestra que la velocidad radial crece con el tiempo hasta que comienza la etapa del foco. También se observa que las variables crecen durante la etapa de convergencia, en particular, la densidad, que sigue un comportamiento similar al sugerido por la experiencia.

## CAPITULO VII

### VII.1. Algunos comentarios.

#### VII.1.1. Acerca de las inestabilidades durante la convergencia.

Se ha mostrado que, durante la etapa de la convergencia, la lámina de corriente presenta inestabilidades que llegan a desarrollarse en algunos regímenes y no en otros.

Este fenómeno indicaría que el tiempo de crecimiento relativo de las inestabilidades (es decir, el cociente entre el tiempo durante el cual existe una situación inestable y el tiempo de crecimiento de esa inestabilidad) cambia de un régimen a otro.

Hay dos caminos para explicar este hecho. Uno de ellos es suponer que, durante la etapa de convergencia, existen procesos físicos que estabilizan la lámina en mayor o menor medida, para los distintos regímenes. (La palabra "estabilizar" está usada en sentido estricto, es decir en el sentido que los tiempos de crecimiento son números imaginarios puros y no que dichos tiempos sean muy grandes). Esto lleva a asumir modelos de plasma más sofisticados que los ya comentados en el capítulo II, que incluyan efectos tales como presencia de estructuras internas, líneas de campo magnético dentro del plasma con direcciones distintas a las de afuera ("shear"), etc., ya que, las simples relaciones de dispersión dadas en el capítulo II, mostraban que un plasma acelerado es siempre inestable.

El otro camino es suponer que la lámina siempre es inestable y que el cambio del tiempo relativo de la inestabilidad en función de la presión sea lo suficientemente importante como para observar los distintos comportamientos.

Siguiendo este último camino y teniendo en cuenta que la inestabilidad observada es perpendicular al campo magnético externo ( $\vec{k} \cdot \vec{B} = 0$ ) se puede usar el hecho que la inestabilidad de menor tiempo de crecimiento está gobernada solamente por la viscosidad iónica y la aceleración [67].

En ausencia de campos magnéticos en el plasma, la viscosidad cinemática del plasma es [75]:

$$\nu_0 \text{ (cgs)} = 4,54 \cdot 10^{-5} \frac{[T_i \text{ (eV)}]^{5/2}}{n \text{ (cm}^{-3}\text{)} \Lambda} \quad (83)$$

donde  $\Lambda$  es el logaritmo de Coulomb:

$$\Lambda \cong 23 - \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2 n \text{ (cm}^{-3}\text{)}}{T_i \text{ (eV)}} \right) \quad (84)$$

que depende debilmente de las variables y por lo tanto, se considerará constante ( $\Lambda \sim 7$ , en el caso del equipo de Frascati).

La presencia de campos magnéticos reduce la viscosidad iónica en el plano perpendicular a las líneas del campo, debido a los

efectos de radio de Larmor finito. Se adoptará siguiendo a Morgan [27], la viscosidad "perpendicular" dada por Kaufman [53]:

$$\nu_{\perp} = \frac{\nu_0}{1 + 4 (\omega_{ci} \tau_{ii})^2} \quad (85)$$

donde  $\omega_{ci} \tau_{ii}$  es el producto entre la frecuencia de ciclotrón de los iones y el tiempo de colisión entre iones, que vale:

$$\omega_{ci} \tau_{ii} \cong 1,42 \cdot 10^{11} \frac{B(G) [T_i (eV)]^{3/2}}{n (\text{cm}^{-3}) \Lambda} \quad (86)$$

Si se utilizan las dependencias de las variables con la presión (dejando fijos todos los demás parámetros), es decir,  $T_i^{3/2} \propto p_0^{-8/9}$ ,  $n \propto p_0$  y  $B \propto I \propto p_0^{1/4}$  (que han sido derivadas en el capítulo VI) se llega a que:

$$\omega_{ci} \tau_{ii} \propto p_0^{-15/8} \approx p_0^{-2} \quad (87)$$

presenta una fuerte dependencia con la presión, en los rangos donde son válidas las dependencias anteriores. Además, se supuso que el campo magnético, presente dentro del plasma, es proporcional al campo magnético externo (la proporcionalidad no cambia con la presión), que a su vez es proporcional a la corriente total del circuito.

Teniendo en cuenta el resultado anterior y la ecuación (85), se puede ver que, para bajas presiones, donde dominan los efectos de radio de Larmor finito ( $\omega_{ci} \tau_{ii} \gg 1$ ), la viscosidad iónica será:

$$\nu_{\perp} (\text{cgs}) \cong 3,94 \cdot 10^{-27} \frac{n (\text{cm}^{-3})}{[B(G)]^2 [T_i (eV)]^{1/2}} \quad (88)$$

v. en cambio, para altas presiones, donde  $\omega_{ci} \tau_{ii} \ll 1$ , se tiene:

$$\nu_{\perp} (\text{cgs}) \cong \nu_0 (\text{cgs}) \cong 6,49 \cdot 10^{-6} \frac{[T_i (eV)]^{5/2}}{n (\text{cm}^{-3})} \quad (89)$$

usando, en ambos casos,  $\Lambda = 7$ .

Para estimar el comportamiento del tiempo de crecimiento relativo en función de la presión, se verán separadamente las dependencias del tiempo de llegada de la lámina desde el desborde hasta un dado radio  $r$ , y el tiempo de crecimiento de la inestabilidad que más se desarrolla, en función de la presión.

Una estimación del tiempo de llegada, hasta un radio  $r$  (fijo para todos los casos), es simplemente:

$$\tau_r \propto \frac{1}{v_r} \quad (90)$$

mientras que el tiempo de crecimiento de la inestabilidades:

$$\tau_i \propto \left( \frac{\nu}{a^2} \right)^{1/3} \quad (91)$$

según las ecuaciones (14) y (15).

Para bajas presiones ( $\omega_{ci} \tau_{ii} \gg 1$ ), la ecuación anterior se transforma en:

$$\tau_i \propto \left( \frac{n}{B^2 T_i^{1/2} a^2} \right)^{1/3} \quad (92)$$

en virtud de la ecuación (88). Por lo que, el tiempo de crecimiento relativo será:

$$\xi = \frac{\tau_r}{\tau_i} \propto \frac{1}{v_r} \left( \frac{B^2 T_i^{1/2} a^2}{n} \right)^{1/3} \quad (93)$$

que decrece en función de la presión, ya que:

$$\xi \propto \frac{1}{p_o^{-3/8}} \left( \frac{p_o^{1/2} p_o^{-3/8} p_o^{-1,4}}{p_o} \right)^{1/3} \approx p_o^{-0,4} \quad (94)$$

Por otra parte, para altas presiones ( $\omega_{ci} \tau_{ii} \ll 1$ ), se puede poner, usando las ecuaciones (89) y (91), que:

$$\tau_i \propto \left( \frac{T^{5/2}}{n a^2} \right)^{1/3} \quad (95)$$

lo que significa que:

$$\xi \propto \frac{1}{v_r} \left( \frac{n a^2}{T^{5/2}} \right)^{1/3} \quad (96)$$

y, bajo las mismas hipótesis que antes, se tiene:

$$\xi \propto \frac{1}{p_o^{-3/8}} \left( \frac{p_o p_o^{-1,4}}{p_o^{-15/8}} \right)^{1/3} \approx p_o^{0,9} \quad (97)$$

que, evidentemente, crece con  $p_o$ .

Este análisis del comportamiento asintótico de  $\xi$  para presiones muy chicas y muy grandes, muestra que el tiempo de crecimiento relativo de las inestabilidades alcanza un valor mínimo en función de la presión, en la zona donde  $\omega_{ci} \tau_{ii} \cong 1$ .

Utilizando valores provenientes del cálculo numérico desarrollado en el capítulo VI, se confirman estos resultados. En la zona del pistón magnético, para  $r = 1$  cm, se obtienen los valores de  $\xi = 11,3; 8,3;$  y  $7,7$  para 1 torr, 3 torr y 5 torr, respectivamente, según se ve en la tabla 3. De acuerdo a estos cálculos y suponiendo que la amplitud inicial de la perturbación es igual para todas las presiones, cabría esperar, que la amplitud de las inestabilidades sea un factor 10 más grande en el régimen de baja presión que en los otros dos, cuando la lámina pasa por  $r = 1$  cm. Esto coincide cualitativamente con los resultados experimentales; ya que, la inestabilidad está mucho más crecida para el caso de baja presión que para los otros regímenes.

En la tabla 3 se dan, además, otras magnitudes tales como el tiempo de crecimiento de las inestabilidades y la longitud de onda de las mismas. El acuerdo con la experiencia es muy bueno ya que, como orden de magnitud en el caso  $p_o = 1$  torr se encontró  $\tau_i \sim 18$  ns y  $\lambda \sim 3$  mm, mientras que el cálculo predice  $\tau_i \cong 23$  ns y  $\lambda \cong 3$  mm.

Resumiendo se puede decir que un modelo simple, que supone que las inestabilidades perpendiculares al campo magnético externo

Tabla 3

Tiempos de crecimiento relativos de las inestabilidades obtenidos con el modelo magnetohidrodinámico bidimensional.

$$\tau_i = 2,174 (\nu / a^2)^{1/3}$$

$$\lambda_m = 12,8 (\nu^2 / a)^{1/3}$$

$p_0$ torr	$\nu$ $10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$	$a$ $10^{13} \text{ cm}/\text{s}^2$	$\tau_r$ $10^{-7} \text{ s}$	$\tau_i$ $10^{-7} \text{ s}$	$\xi$	$\lambda_m$ cm
1	5,4	21,0	2,6	0,23	11,3	0,30
3	7,9	9,3	3,8	0,45	8,3	0,52
5	7,5	6,0	4,6	0,60	7,7	0,58



( $\vec{k} \cdot \vec{B} = 0$ ) están controladas solamente por la viscosidad iónica y la aceleración, permite explicar el comportamiento y los valores observados experimentalmente; ya que, a baja presión, el tiempo de crecimiento de las inestabilidades es muy pequeño (debido principalmente, a que la viscosidad iónica es muy baja, por efecto de radios de Larmor pequeños) y en consecuencia, las inestabilidades tienen tiempo para crecer durante la convergencia; en cambio, a alta presión, el tiempo de crecimiento de las inestabilidades aumenta (debido al aumento de viscosidad) más que el aumento del tiempo de convergencia y, por lo tanto, las inestabilidades no tienen tiempo de desarrollarse.

Es importante mencionar la limitación de la validez de estos resultados.

A pesar de la elevada resolución espacial ( $\Delta x \sim 0,1$  mm) y temporal ( $\Delta t \sim 2$  ns), que poseen las mediciones ópticas, no se pudo determinar con precisión la cinemática de la lámina de corriente en función del tiempo y de la presión de llenado. La limitación viene dada por el problema de correlacionar temporalmente distintas descargas, que introduce errores de, por lo menos 25 ns. En cambio, los valores medios de la velocidad y la aceleración en una secuencia de tres fotografías de una misma descarga, pueden determinarse con errores menores que el 10%. Un poco mayor pueden ser los errores en la medición de la densidad, debidos, básicamente, a la precisión en las determinaciones de los corrimientos de las franjas; pero, en ningún caso, dicho error supera el 50%. Sin embargo, la consideración de estos errores no modifican los análisis hechos en este parágrafo, ya que sólo se utilizan las dependencias de las variables con la presión.

La utilización de la relación de dispersión dada en la referencia [67] merece algunos comentarios.

Si bien dicha relación se refiere a una interfase plana, puede utilizarse para un caso de geometría cilíndrica, siempre que  $\lambda \ll 2 \cdot R$  [109], donde  $\lambda$  es la longitud de onda y  $R$  el radio del cilindro, condición que se verifica prácticamente hasta el fin de la convergencia.

Por otra parte, toda la teoría de inestabilidades se refiere a perturbaciones de pequeña amplitud, en las cuales puede hacerse un análisis lineal. En fluidos clásicos la amplitud de la inestabilidad es exponencial con el tiempo hasta que se alcanzan valores de  $\sim 0,4 \cdot \lambda$  [110].

Además se ha supuesto que la aceleración es constante, hecho que no se verifica en los equipos Plasma Focus. En este caso hay que comparar los tiempos característicos de variación de la aceleración ( $\tau_a \equiv |a/(da/dt)|$ ) y el de crecimiento de la inestabilidad. Con los valores del capítulo VI se puede ver que  $\tau_a \sim 200$  ns y, en consecuencia,  $\tau_i \ll \tau_a$ . Por lo tanto parece razonable utilizar relaciones de dispersión que suponen aceleración constante, evaluándola, de todos modos, en distintos instantes para verificar si hubo cambios importantes o no.

Finalmente, la utilización de las relaciones de dispersión

para una situación de equilibrio distinta de la correspondiente a la lámina de corriente de los equipos Plasma Focus (aunque similares) limita la validez de los resultados. Sin embargo, es de esperar que el comportamiento cualitativo sea correcto, ya que mediante un análisis dimensional [66] se llega a resultados similares a los obtenidos con modelos más complejos.

### VII.1.2. Acerca de la columna.

La existencia de columnas estables durante tiempos de  $\sim 50$  ns, en los regímenes de presión intermedia, lleva a preguntarse qué tipo de equilibrio existe en ellas.

El equilibrio de una columna de esta naturaleza (analogamente a lo que ocurre en cualquier pinch dinámico) resulta de un balance entre la presión magnética y la presión interna (térmica) de la misma. Se puede calcular la presión magnética que confina la columna a partir de la relación:

$$p_M (\text{N/m}^2) = \frac{[I_F (\text{A})]^2}{2 \cdot 10^3 \pi [r (\text{cm})]^2} \quad (98)$$

donde  $I_F$  es la corriente que circula por la columna y  $r$  el radio de la misma; por otro lado, la presión interna se puede estimar como el cociente entre la energía térmica del plasma y el volumen que este ocupa:

$$p_I = \frac{E_I}{V} \quad (99)$$

Durante la convergencia, el incremento de la energía del plasma se debe principalmente a una disminución de la energía magnética, ya que la contribución del banco de condensadores es poca debido a la rapidez del fenómeno. Luego  $q \cong \text{cte.}$  y de la ecuación (81) surge que el producto  $L \cdot I \cong \text{cte.}$  ( $L$ : inductancia,  $I$ : corriente total), resultando la variación de energía magnética entre el desborde y el pinch:

$$\Delta E_M = \frac{1}{2} L_D I_D (I_F - I_D) = -\Delta E_I \quad (100)$$

donde el subíndice  $D$  se refiere al instante del desborde y el subíndice  $F$  a un instante en el que existe la columna. Como la energía inicial del plasma en la lámina es despreciable frente al incremento calculado, la presión interna resulta, de (99) y (100):

$$p_I \cong \frac{L_D I_D (I_D - I_F)}{2 V} \quad (101)$$

Usando unidades adecuadas y llamando  $L_p$  a la inductancia de la columna ( $L_p \equiv L_F - L_D$ ), se llega a que:

$$p_I (\text{N/m}^2) \cong \frac{[I_F (\text{A})]^2}{2 \cdot 10^3 \pi [r (\text{cm})]^2} \frac{I_D L_p (\text{nH})}{I_F h (\text{cm})} \quad (102)$$

donde  $h$  es la altura de la columna.

La inductancia de la columna puede estimarse como:

$$L_p (nH) \cong 2 h (cm) \ln(b/r) \quad (103)$$

( $b$  es el radio del electrodo externo) y, en consecuencia, la ecuación (102) queda:

$$p_I (N/m^2) \cong \frac{[I_F (A)]^2}{2 \cdot 10^3 \pi [r (cm)]^2} \frac{I_D}{I_F} 2 \ln(b/r) \quad (104)$$

Comparando las expresiones (98) y (104) resulta:

$$\frac{p_I}{p_M} \cong 2 \frac{I_D}{I_F} \ln(b/r) \quad (105)$$

que, como puede verse, es siempre mayor que 1, ya que la corriente en el desborde es siempre mayor que la que circula por la columna ( $I_D > I_F$ ) y el radio del electrodo externo es bastante mayor que el radio de la columna (habitualmente  $b/r \geq 10$ ). En particular, utilizando valores correspondientes a la columna que se muestra en la figura 30b, a saber:  $I_D/I_F \cong 1,2$  y  $b/r \cong 20$ , se tiene  $p_I/p_M \cong 7$ .

La ecuación (105) indicaría que si la energía entregada a la lámina durante su convergencia se termaliza en la columna, dicha columna poseería siempre una presión interna superior a la presión magnética, y, por lo tanto, no podría estar en equilibrio. Sin embargo las fotografías Shadow (ver figura 30b) muestran que se logra algún tipo de equilibrio.

Si bien la estimación de la presión interna (ecuación (104)) es un tanto grosera ya que por un lado está sobreestimada, pues no toda la energía entregada a la lámina se transfiere a la columna, por otro está subvaluada, porque el plasma recibe también una pequeña contribución de energía del banco de condensadores. Además, dicha estimación está en razonable acuerdo con valores experimentales. En efecto, utilizando aquellos correspondientes a la descarga que se muestra en la figura 30b, a saber:  $I_F \cong 1,2$  MA,  $I_D \cong 1,4$  MA, y  $r \cong 0,6$  cm, la ecuación (104) da  $p_I \cong 4,5 \cdot 10^9$  N/m<sup>2</sup>. En cambio, una estimación más directa de la presión interna, puede hacerse mediante la relación:

$$p_I (N/m^2) = 1,6 \cdot 10^{-13} n (cm^{-3}) [T_i (eV) + T_e (eV)] \quad (106)$$

De las mediciones de densidad surge que un valor medio es  $n_e \cong 3 \cdot 10^{18}$  cm<sup>-3</sup>, mientras que mediciones preliminares de la temperatura electrónica (obtenidas mediante mediciones de rayos X blandos) dan valores  $T_e \sim 5$  a 7 keV [111]. Esto implica que  $p_I \geq 2,4 \cdot 10^9$  N/m<sup>2</sup>, que está en razonable acuerdo con lo obtenido mediante la ecuación (104).

Estos resultados sugieren que las columnas observadas no corresponden a una configuración de equilibrio tan sencilla como, por ejemplo, la del pinch de Bennet [112,113] debido, entre otras cosas, a posibles flujos axiales de masa. Hay que destacar que dichos flujos de masa deberían poseer velocidades muy elevadas ( $\sim 10^8$  cm/s) para poder disminuir en un orden de magnitud la presión de una columna de pocos centímetros de alto ( $\sim 3$  cm) en algunas decenas de

nanosegundo ( $\sim 30$  ns). En apoyo a esta hipótesis existen algunas evidencias experimentales que sugieren la existencia de flujos de este tipo [22,32], aunque resulte difícil entender los mecanismos que llevan a su formación. En consecuencia, la ley de Bennet, es decir:

$$[I(A)]^2 = 3,2 \cdot 10^{-10} N_e (\text{cm}^{-1}) [T_i (\text{eV}) + T_e (\text{eV})] \quad (107)$$

( $N_e$  es la densidad lineal,  $N_e \equiv \int_0^R 2\pi r n_e dr$ ), en configuraciones de este tipo debe usarse con precaución.

## VII.2. Conclusiones.

Los principales resultados desarrollados a lo largo de este trabajo son:

1) El desarrollo de técnicas de mediciones ópticas adecuadas para el estudio de la descarga de los equipos Plasma Focus.

2) El desarrollo de un código numérico para la simulación de la experiencia Plasma Focus, que demuestra ser muy estable, a pesar de trabajar con variaciones fuertes de las variables sobre pocos puntos de la grilla.

3) Un estudio de la dinámica que muestra, entre otras cosas, la presencia en un mismo equipo de cuatro diferentes regímenes de la evolución del foco, atribuidos anteriormente a diferentes tipos de equipo.

4) Una posible explicación, mediante el tiempo relativo de crecimiento de las inestabilidades, al distinto comportamiento de la lámina de corriente durante la convergencia, que se observa para los regímenes de baja y alta presión de llenado.

5) La evidencia de la existencia de columnas de plasma estables y en equilibrio, durante tiempos superiores a 50 ns, que plantea interrogantes respecto de las estructuras internas de las columnas, sugiriéndose que no son tan sencillas como las del pinch de Bennet.

## VII.3. Futuros trabajos.

El presente trabajo ha llevado, además, a sugerir la realización de un conjunto de trabajos posteriores (no encarados en éste por falta de tiempo o medios); los más interesantes de los cuales son:

Respecto de las mediciones ópticas:

1) Un estudio más preciso de la cinemática, que requerirá la utilización de muchas más fotografías por descarga, al estilo del sistema utilizado en la referencia [38].

2) También es necesario un estudio de la dinámica en función de la presión para otros equipos.

En cuanto al cálculo numérico, es conveniente:

3) Determinar la influencia del tamaño de la grilla en los resultados.

4) Mejorar el modelo físico, incluyendo en una primera etapa

a la ionización.

5) Considerar, de alguna manera, las modificaciones en las zonas donde no valen las ecuaciones del fluido, particularmente en la forma de evaluar los parámetros de transporte.

Por último:

6) Encontrar relaciones de dispersión a partir de modelos más realistas del Plasma Focus. En esta dirección ya existen trabajos, como el que están desarrollando F. Gratton y A. Gonzalez [114].

Y:

7) Realizar estudios teóricos más complejos que permitan entender toda la gama de fenómenos de dinámica de plasmas puestos en evidencia experimentalmente en este trabajo (estabilidad e inestabilidad de columnas; etapas no lineales de inestabilidades y reconexiones; formación de filamentos; etc.) y los motivos por los cuales se pasa de uno a otro al variar la presión de llenado.

*Amal*

*Amal*

## REFERENCIAS

- [ 1 ] D. Petrov, N. Filippov, T. Filippova, V. Khrabrov; en Plasma Physics and the problem of Thermonuclear Reactions, Moscú, IV (1960) 198.
- [ 2 ] J. Mather; Phys. Fluids, 8 (1965) 366.
- [ 3 ] P. Persiani; Report ANL/CTR-75-1, Argonne, Illinois (1975).
- [ 4 ] E. Bar Avraham, Y. Porath; Nucl. Instr. and Meth., 123 (1975) 5.
- [ 5 ] G. Decker, L. Flemming, H. Kaeppler, T. Oppenländer, G. Pross, P. Schilling, H. Schmidt, M. Shaknatre, M. Trunk; Plasma Phys., 22 (1980) 245.
- [ 6 ] J. Mather; "Dense Plasma Focus" en Plasma Physics (R. Lovberg, H. Griem, eds.; Academic Press, New York), 9B (1971) 187.
- [ 7 ] A. Donges, G. Herziger, H. Krompholz, F. Rühl, K. Schönbach; Phys. Letter, 76A (1980) 391.
- [ 8 ] W. Bostick, W. Prior, L. Grunberger, G. Emmert; Phys. Fluids, 12 (1966) 1904.
- [ 9 ] N. Filippov, T. Filippova; Proceedings of 2<sup>nd</sup> International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Viena, 2 (1966) 405.
- [ 10 ] D. Meskan, H. van Paassen, G. Comisar; APS Conference on Pulsed High Density Plasmas, Los Alamos, (1967) paper C6.
- [ 11 ] A. Bernard; Proceedings of International Conference on Emerging Concepts in Advanced Nuclear Systems Analysis, Graz, (1978) 73.
- [ 12 ] J. Lee, L. Shomo, M. Williams, H. Hermansdorfer; Phys. Fluids, 14 (1971) 2217.
- [ 13 ] M. Bernstein; Phys. Rev. Letter, 24 (1970) 724.
- [ 14 ] W. Bostick, L. Grunberger, W. Prior; Proceedings of 3<sup>th</sup> European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Utrecht, (1969) 120.
- [ 15 ] Ch. Maisonnier, F. Pecorella, J. Rager, M. Samuelli; Proceedings of 5<sup>th</sup> European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Grenoble, II (1975) 183.
- [ 16 ] H. Bruzzone; "Foco de plasma producido mediante un sistema de electrodos coaxiales", Tesis Doctoral, FCEN (UBA), (1976).
- [ 17 ] J. Pouzo; "Análisis experimental de un acelerador coaxial", Tesis Doctoral, FCEN (UBA), (1979).
- [ 18 ] V. Vinogradov, L. Golubchikov, N. Filippov, T. Filippova; High Temperature, 5 (1967) 307.

- [19] V. Gribkov, V. Korzhavin, O. Krokhin, G. Sklizkov, N. Filippov, T. Filippova; JETP Letter, 15 (1972) 232.
- [20] V. Ivanov, V. Korzhavin, H. Moiseeva, N. Suchareva, T. Filippova; Proceedings of 6<sup>th</sup> European Conference on Plasma Physics and Nuclear Fusion Research, Moscú, 1 (1973) 335.
- [21] N. Filippov, V. Ivanov, M. Moiseeva, M. Stepanenko, M. Suchareva; Nuclear Fusion, Supplement (1975) 163.
- [22] S. Denus, S. Kaliski, A. Kaspercsuk, S. Kowalski, L. Pokora, M. Sadowski, Z. Wereszczynski; Jour. Tech. Phys., 18 (1977) 381.
- [23] S. Czeskaj, S. Denus, A. Kaspercsuk, M. Paduch, L. Pokora, S. Sledzinski, A. Szydowski, J. Wolski, J. Wolowski; Report IPPLM N°20/80, Varsovia (1980).
- [24] V. Ivanov, V. Kochetov, M. Moiseeva, A. Palkin, Eh. Svirsky, A. Terentev, T. Filippova, N. Filippov, V. Veretennikov, V. Vyskubov, V. Korzhavin, V. Gribkov, A. Dubrosky, A. Isakov, N. Kalachev, T. Koslova, O. Krokhin, V. Nikulin, O. Semenov, P. Silin, V. Suvorov, Yu. Cheblukov; Proceedings of 8<sup>th</sup> International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Bruselas, 1 (1980) 161.
- [25] J. Baconnet, G. Cesari, A. Coudeville, J. Watteau; Proceedings of 9<sup>th</sup> International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Bucarest, (1969) 665.
- [26] N. Peacock, M. Hobby, P. Morgan; Proceedings of 4<sup>th</sup> International Conference on Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Madison, 1 (1971) 537.
- [27] P. Morgan; "Optical refractivities studies of Plasma Focus", Ph. D. Thesis, University of London (1974).
- [28] A. Bernard, A. Coudeville, A. Jolas, J. Launspach, J. de Mascureau; Phys. Fluids, 18 (1975) 180.
- [29] K. Hirano, K. Shimoda, F. Hamada; Jap. Jour. Appl. Phys., 17 (1978) 1619.
- [30] F. Hamada, K. Shimoda, K. Hirano; Jap. Jour. Appl. Phys., 17 (1978) 1217.
- [31] P. Holstein; Report CEA-R-4721, Saclay (1975).
- [32] H. Schmidt, B. Nahrath, B. Rückle; Proceedings of 7<sup>th</sup> European Conference on Plasma Physics and Nuclear Fusion Research, Lausanne, 1 (1975) 57.
- [33] N. Filippov, V. Aganov, I. Belyaeva, V. Vikhrev, V. Gribkov, L. Golubchikov, V. Dyachenko, V. Imshennik, V. Ivanov, O. Krokhin, M. Moiseeva, G. Slizkov, T. Filippova; Proceedings of 4<sup>th</sup> International Conference on Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Madison, 1 (1971) 573.

- [ 34] V. Gribkov, A. Dubrovsky, N. Kalachev, T. Kozlova, V. Nikulin; Journal de Physique, Supplément au N° 7, 40 (1979) 763.
- [ 35] W. Bostick, V. Nardi, W. Prior; Proceedings of International Symposium on Dynamics of Ionized Gases, IUATM, Tokio, (1971) 375.
- [ 36] W. Bostick, W. Prior, L. Grunberger, G. Emmert; Phys. Fluids, 9 (1966) 2078.
- [ 37] R. Gratton, H. Bruzzone, H. Kelly, M. Milanese, J. Pouzo; Proceedings of 1<sup>st</sup> International Conference on Energy Storage, Compression and Switching, Turin, (1974) 255.
- [ 38] L. Bertalot, R. Deutsh, H. Herold, U. Jager, H. Kaeppler, A. Mozer, T. Oppenländer, B. Rückle, M. Sadowski, P. Schilling, H. Schmidt; Proceedings of 8<sup>th</sup> International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Bruselas, 1 (1980) 161.
- [ 39] G. Decker, G. Pross, B. Rückle, H. Schmidt; Proceedings of Topical Conference on Pulsed High Beta Plasma, Culham, (1975) 401.
- [ 40] J. Appelt; Abstracts of 1979 International Conference on Plasma Science, IEEE, Montreal, (1979) 109.
- [ 41] T. Butler, I. Henins, F. Jahoda, J. Marshal, R. Morse; Phys. Fluids, 12 (1969) 1904.
- [ 42] V. Dyachenko, V. Imshennik; Soviet Physics JETP, 29 (1969) 947.
- [ 43] M. Rosenbluth, R. Garwin; Report LA-1850, Los Alamos (1954).
- [ 44] H. Kelly; "La vaina de corriente de un acelerador coaxial", Tesis de Licenciatura, FCEN (UBA), (1972).
- [ 45] J. Pouzo; "Análisis experimental de un acelerador coaxial", Tesis de Licenciatura, FCEN (UBA), (1974).
- [ 46] F. Gratton, M. Vargas; "Fórmulas para el cálculo del trabajo electromecánico en un Plasma Focus", 1<sup>ras</sup> Jornadas Regionales sobre Física del Plasma y Fusión Nuclear Controlada, Buenos Aires (1976).
- [ 47] F. Fishman, H. Petschek; Phys. Fluids, 5 (1962) 632.
- [ 48] C. Patou, A. Simonnet, J. Watteau; APS Topical Conference on Pulsed High Density Plasmas, Los Alamos, Report LA-3770, (1967) paper C2-1.
- [ 49] F. Gratton, M. Vargas; Proceedings of 7<sup>th</sup> European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Lausanne, I (1975) 64.
- [ 50] G. Herziger, H. Krompholz, W. Schneider, K. Schönbach; "A steady-state fluid model of the coaxial plasma gun", Universidad de Darmstadt (1978).



- [ 51] K. Gureev; Sov. J. Plasma Phys., 4 (1978) 169.
- [ 52] D. Potter; Phys. Fluids, 14 (1971) 1911.
- [ 53] A. Kaufman; Phys. Fluids, 3 (1960) 610.
- [ 54] P. Morgan, N. Peacock, D. Potter; Proceedings of 3<sup>rd</sup> European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Utrecht, (1969) 118.
- [ 55] G. Basque, C. Patou, R. Vezin; 2<sup>nd</sup> Topical Conference on Pulsed High Beta Plasmas, Garching, (1972) paper E2.
- [ 56] P. Gratreau, G. Luzzi, Ch. Maisonnier, F. Pecorella, J. Rager, B. Robouch, M. Samuelli; Proceedings of 4<sup>th</sup> International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Madison, 1 (1971) 537.
- [ 57] S. Maxon, J. Eddleman; Phys. Fluids, 21 (1978) 1856.
- [ 58] J. von Neumann, R. Richtmeyer; J. Appl. Phys., 21 (1950) 232.
- [ 59] S. Bazdenkov, V. Vikhrev; Sov. J. Plasma Phys., 1 (1975) 250.
- [ 60] T. Oppenländer, G. Pross, G. Decker, M. Trunk; Plasma Phys., 19 (1977) 1075.
- [ 61] A. Bernard, A. Coudeville, J. Garçonnet, A. Jolas, J. de Mascureau, C. Nazet; Proceedings of 6<sup>th</sup> International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Berchtesgaden, III (1976) 471.
- [ 62] S. Chow, S. Lee, B. Tan; J. Plasma Physics, 8 (1972) 21.
- [ 63] A. Dattner, J. Eninger; Phys. Fluids, Supplement (1964) 541.
- [ 64] D. Potter, M. Haines; Proceedings of 4<sup>th</sup> International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Madison, 1 (1971) 611.
- [ 65] M. Kruskal, M. Schwarzschild; Proc. Roy. Soc. Lon., 223A (1954) 348.
- [ 66] T. Green, G. Niblett; Nuclear Fusion, 1 (1960) 42.
- [ 67] L. Zadoff, M. Begun; Phys. Fluids, 11 (1968) 1238.
- [ 68] R. Hosking; Phys. Review Letter, 15 (1965) 344.
- [ 69] W. Tsai, D. Liskow, T. Wilcox; Phys. Fluids, 24 (1981) 1676.
- [ 70] A. González; "Estudio de la influencia de la cizalladura del campo magnético y de los efectos disipativos en la inestabilidad de Rayleigh-Taylor", Tesis de Licenciatura, FCEN (UBA), (1982).
- [ 71] F. Jahoda, G. Sawyer; "Methods of Experimental Physics", Academic Press (New York), 9B (1971) 39.
- [ 72] M. Born, E. Wolf; "Principles of Optics", Pergamon Press (4<sup>th</sup> edition, 1970).

- [ 73] S. Martelucci; *Il Nuovo Cimento*, Sup. 5 (1967) 642.
- [ 74] C. Allen; "Astrophysical Quantities", Athlone Press (2<sup>nd</sup> edition, 1963).
- [ 75] L. Spitzer; "The Physics of Fully Ionized Gases", Wiley (Interscience, New York), (2<sup>nd</sup> edition, 1962).
- [ 76] F. Weyl; "Physical Measurements in Gas Dynamics and Combustion", Princeton University Press (Princeton), IX (1954) 21.
- [ 77] J. Beams; "Physical Measurements in Gas Dynamics and Combustion", Princeton University Press (Princeton), IX (1954) 29.
- [ 78] U. Ascoli-Bartoli, S. Martelucci; *Il Nuovo Cimento*, 37 (1963) 481.
- [ 79] F. Jahoda, R. Siemon; Report LA-5058-MS, Los Alamos (1972).
- [ 80] F. Kupper, C. van Dijk; *Optics and Laser Technology*, (apr. 1973) 69.
- [ 81] K. Bockasten; *J. Opt. Soc. Am.*, 51 (1961) 943.
- [ 82] S. Ugniewski; Report INR 1634/XXIV/PP/A, Varsovia (1976).
- [ 83] J. Rager; Proceedings of 3<sup>th</sup> Topical Conference on High Beta Plasma, Pergamon Press (D. Evans, ed.), (1975) 391.
- [ 84] T. Oppenländer; comunicación privada.
- [ 85] P. Morgan, N. Peacock; *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 4 (1971) 677.
- [ 86] W. Bostick, V. Nardi, W. Prior; *Annals of the New York Academy of Sciences*, 251 (1975) 2.
- [ 87] F. Rodríguez-Trelles; "Estructura filamentaria de emisión de rayos X en el Plasma Focus", Tesis Doctoral, FCEN (UBA), (1975).
- [ 88] W. Bostick, V. Nardi, W. Prior, F. Rodríguez-Trelles; Proceedings of 5<sup>th</sup> European Conference on Controlled Nuclear Fusion and Plasma Physics, Grenoble, (1972) 70.
- [ 89] A. Gentilini, J. Rager, K. Steinmetz, M. Tacchi, D. Antonini, B. Arcipiani, P. Maioli, E. Pedretti, R. Scafi; *Nucl. Instrum. and Methods*, 172 (1980) 551.
- [ 90] J. Rager, L. Bilbao, H. Bruzzone, C. Gurlan, U. Guidoni, H. Kroegler, S. Podda, B. Robouch, K. Steinmetz; Proceedings of 8<sup>th</sup> International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion, IAEA, Bruselas, II (1980) 209.
- [ 91] L. Bilbao, H. Bruzzone, C. Gurlan, U. Guidoni, H. Kroegler, S. Podda, J. Rager, B. Robouch, K. Steinmetz; 2<sup>do</sup> Congreso Nazionale di Elettronica Quantistica e Plasmi, Palermo, Report CNEN 80/15 (1980).
- [ 92] R. Bauer, R. Weingart; Conference on Diagnostics on High Temperature Plasma, Oak Ridge, Report UCRL 77527 (1976).

- [ 93] L. Bertalot, L. Bilbao, H. Bruzzone, A. Gentilini, C. Gouylan, R. Gullickson, H. Kroegler, S. Podda, J. Rager, B. Robouch, K. Steinmetz; Proceedings of 9<sup>th</sup> European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford, 1 (1979) 108.
- [ 94] W. Bostick, V. Nardi, L. Grunberger, W. Prior; Proceedings of 10<sup>th</sup> International Conference on Ionized Gases, Oxford, (1971) 237.
- [ 95] J. Christiansen, N. Winsor; J. Comp. Phys., 35 (1980) 291.
- [ 96] J. Boris, D. Book; J. Comp. Phys., 11 (1973) 38.
- [ 97] D. Book, J. Boris, K. Hain; J. Comp. Phys., 18 (1975) 248.
- [ 98] J. Boris, D. Book; J. Comp. Phys., 31 (1979) 397.
- [ 99] S. Zalesak; J. Comp. Phys., 31 (1979) 335.
- [ 100] D. Kershaw; J. Comp. Phys., 26 (1978) 43.
- [ 101] A. Bernard; Proceedings of Topical Conference on Pulsed High Beta Plasma, Culham, (1975) 69.
- [ 102] Ch. Maisonnier, J. Rager, C. Gouylan, M. Galanti, P. Morgan; Proceedings of 6<sup>th</sup> International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Berchtesgaden, III (1976) 447.
- [ 103] G. Decker, H. Herold, H. Kaepfeler, W. Kies, W. Maysenholder, B. Nahrath, T. Oppenländer, G. Pross, B. Rückle, A. Sauerbrunn, P. Schilling, H. Schmidt, M. Shakhatre, M. Trunk, K. Steinmetz, H. Bruhms, J. Ehrhardt, K. Hübner, P. Kirchesch, G. Mechler; Proceedings of 7<sup>th</sup> International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Innsbruck, II (1978) 135.
- [ 104] J. Nowikowski, Z. Jankowicz, A. Jerzykiewicz, C. Pochrybniak, J. Waliszewski; 9<sup>th</sup> European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford, (1979) paper DP-12.
- [ 105] J. Keck; Phys. Fluids, Supplement (1964) S16.
- [ 106] J. Workman; Phys. Fluids, 8 (1965) 2162.
- [ 107] D. Gates; 2<sup>nd</sup> International Conference on Energy Storage, Compression and Switching, Venecia, (1978) paper 3-8.
- [ 108] H. Mott-Smith; Physical Review, 82 (1951) 885.
- [ 109] E. Harries; Phys. Fluids, 5 (1962) 1057.
- [ 110] G. Birkhoff; Report LA-1862, Los Alamos (1954).
- [ 111] J. Rager; comunicación privada.
- [ 112] W. Bennet; Phys. Rev., 45 (1934) 890.
- [ 113] W. Bennet; Phys. Rev., 98 (1955) 1584.
- [ 114] F. Gratton, A. Gonzalez; Reunión Nacional de Física 1982, La Plata, (1982) trabajo P5-5.

## AGRADECIMIENTOS

En primer lugar, deseo agradecer a quien, con notable dedicación y considerable paciencia, dirigió este trabajo: el Dr. Horacio Bruzzone.

También estoy sumamente agradecido al Dr. Rager, Director del Grupo Plasma Focus de Frascati, y a todo el grupo que trabajó conmigo en Frascati, destacando en particular al Ing. Kroegler, al Ing. Gurlan, al Sr. Tacchi y al Sr. Tezenas por mantener en buen funcionamiento al equipo.

Durante mi estadía en Italia tuve, además, valiosas ayudas experimentales y muy fructíferas discusiones con el Dr. Ascoli Bartoli, el Dr. Rager, el Dr. Robouch, el Dr. Steinmetz, el Dr. Appelt, el Dr. Nikulin y el Dr. R. Gratton, a quienes les estoy muy agradecido.

Hago extensivo este reconocimiento a todas las autoridades de: CNEN (Italia), CNEA (Argentina) y Facultad de Ciencias Exactas (UBA), que hicieron posible la realización del viaje.

Deseo mencionar, también, la ayuda recibida en los diversos problemas relacionados con los cálculos numéricos y las interesantes ideas que me brindaron el Dr. Pais y el Lic. Mancini.

Quiero agradecer a todos los integrantes del Laboratorio de Física del Plasma y, en particular, a los integrantes del grupo experimental Plasma Focus (Dr. Bruzzone, Dr. H. Kelly y Lic. M. Esper), por haber contribuido, de distintas maneras y diferentes formas, a la realización de este trabajo.

Finalmente, quiero agradecer al Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas y a la Dirección General de Investigaciones y Desarrollo del Ministerio de Defensa, por el apoyo económico brindado a este trabajo.