Biblioteca Digital
F C E N - U B A

BIBLIOTECA CENTRAL LUIS F LELOIR
BIBLIOTECA CENTRAL LELOIR
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES UBA

Tesis de Posgrado

Ruptura dieléctrica en equipos plasma focus

Vieytes, Roberto Eduardo

1994

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. 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. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:
Vieytes, Roberto Eduardo. (1994). Ruptura dieléctrica en equipos plasma focus. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2660_Vieytes.pdf

Cita tipo Chicago:
Vieytes, Roberto Eduardo. "Ruptura dieléctrica en equipos plasma focus". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1994.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2660_Vieytes.pdf

EXACTAS UBA
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

UBA
Universidad de Buenos Aires

Dirección: Biblioteca Central Dr. Luis F. Leloir, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires. Intendente Güiraldes 2160 - C1428EGA - Tel. (++54 +11) 4789-9293

Contacto: digital@bl.fcen.uba.ar

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

Tema de Tesis

RUPTURA DIELECTRICA EN EQUIPOS PLASMA FOCUS

Autor

Roberto E. Vieytes

Director de Tesis

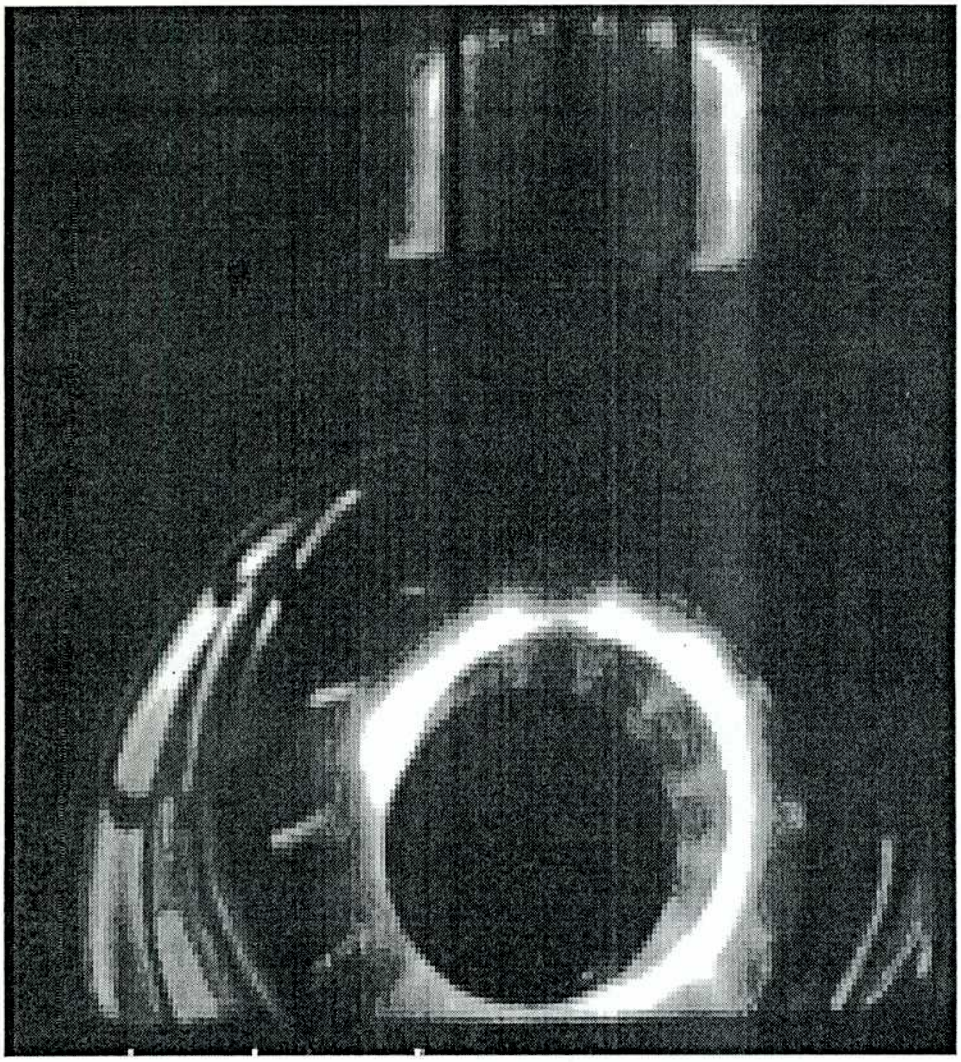
Dr. Horacio A. Bruzzone

Lugar de trabajo:

Instituto de Física del Plasma
Departamento de Física

tesis
2660
(2 ejs)

Tesis presentada para optar al título de Doctor en Ciencias Físicas
1994



Fotografía digitalizada de una descarga Plasma Focus

Resumen

En esta Tesis se presenta un estudio de la etapa de ruptura dieléctrica de un equipo Plasma Focus. Se realiza una revisión de los trabajos realizados en el tema, tanto experimentales como teóricos discutiendo detallada mente estos últimos. Se presentan resultados de la ubicación de la zona luminosa de la descarga en varias configuraciones de electrodos y largo de aislante en función de la presión del gas de llenado (Deuterio) para varias tensiones de operación. También se desarrollan dos modelos que permiten calcular el tiempo que le lleva a la lámina de corriente en formación ionizarse el 100% y el tiempo que esta se mantiene en las cercanías del aislante; las estimaciones que de estos modelos se obtienen se comparan con los resultados experimentales obtenidos por otros investigadores. Se discute la implicancia que tiene la etapa de ruptura dieléctrica en el funcionamiento optimizado de una máquina Plasma Focus.

Índice

Resumen iv

Índice v

1. Introducción 1

1.1. Introducción 2

1.1.1. Alcances de esta Tesis y planteo del problema 2

1.1.2. Desarrollo de la Tesis 4

2. Antecedentes experimentales 5

2.1. Antecedentes experimentales 6

2.1.1. Estudios sobre Plasma Focus Convencionales 7

2.1.2. Estudios sobre Plasma Focus Modificados 10

2.1.3. Estudios colaterales 14

3. Antecedentes teóricos 18

3.1. Antecedentes teóricos 19

3.1.1. Modelos semiempíricos 19

3.1.2. Modelos más complejos 23

3.1.3. Otros Modelos 26

3.2. Análisis de los modelos 28

4. Dispositivo experimental y diagnósticas 33

4.1. Dispositivo experimental 34

4.1.1 Circuito de Alimentación y descarga 37

4.1.2. Juego de electrodos, cámara de descarga y equipo de vacío 38

4.1.2.1. Juego de electrodos 38

4.1.2.2. Cámara de descarga. 38

4.1.2.3. Equipo de vacío 39

4.2. Diagnósticas 39

4.2.1. Diagnósticas eléctricas 40

4.2.1.1. Medición de la tensión de carga de C_d 40

4.2.1.2. Medición de la tensión entre electrodos 41

4.2.1.3. Medición de la derivada temporal de la corriente circulante 42

4.2.2. Sistema de adquisición de las señales eléctricas. 42
4.2.3. Diagnósticas ópticas 43

5. Mediciones y resultados **45**

5.1. Mediciones 46

5.2. Resultados 48
5.2.1. Ubicación de la descarga 48
5.2.2. Ubicación de la descarga en régimen estático y tensión de ruptura del juego de electrodos 53
5.2.3. Señales eléctricas 55
5.2.3.1. Retrasos de ruptura dieléctrica 59

6. Análisis de los resultados **61**

6.1. Descripción microscópica de la descarga 62

6.2. Descripción Macroscópica de la descarga. 65
6.2.1. Análisis de las señales del divisor resistivo y la bobina de Rogowski 66
6.2.1.1. Descripción del fenómeno durante el retaso de ruptura dieléctrica 66
6.2.1.2. Durante el cierre del circuito y evolución posterior. 68
6.2.2. Localización espacial de la descarga 70
6.2.2.1. En régimen estático 70
6.2.2.2. En régimen pulsado 70

6.3. Aumento del grado de ionización 72

6.4. Comienzo del movimiento de la lámina de corriente 75

7. Conclusiones **78**

7.1. Ubicación de la descarga 79
7.1.1. Implicancias sobre la optimización de la operación del equipo para producir plasmas densos y energéticos 80

7.2. Señales eléctricas 81

7.3. Tiempo de ionización y de despegue. Evidencias experimentales 82

7.4. Comentario final 84

Apéndices **86**

Apéndice I Parámetros geométricos de los equipos 87

Apéndice II Medidores 88

A II .1.Calibración del divisor lento y Circuito Amortiguador 88

A II 1.1Calibración del divisor rápido 89

A II 2.Bobina de Rogowski 90

Referencias 92

Agradecimientos 96

Capítulo 1

Introducción

1.1. Introducción

La operación de un equipo Plasma Focus comienza con la aplicación de un pulso de tensión entre sus electrodos coaxiales, lo cual provoca luego de un cierto tiempo, la ruptura dieléctrica del gas interelectródico, y la formación de una zona de gas debilmente ionizada por la cual comienza a circular la corriente (lámina de corriente). Esta etapa inicial, conocida en la literatura como etapa de ruptura dieléctrica (*"breakdown"*) convencionalmente termina cuando la lámina de corriente comienza a moverse (despega), empujada por la presión magnética.

Ya que hace casi 30 años que se vienen estudiando las descargas Plasma Focus, no se hará aquí un desarrollo pormenorizado de la evolución posterior de la descarga; sólo y a los efectos de unificar los nombres de las etapas posteriores, se realizará una rápida recorrida por ellas; el lector interesado en un detallado análisis de la evolución de la descarga puede consultar los trabajos y obras de Mather 1971, Bruzzone 1976, Rager 1981.

Terminada la etapa de ruptura, la lámina comienza a moverse radialmente y a lo largo del eje del cañón, hasta que alcanza el electrodo externo; esta etapa se denominará de pinch inverso. La estructura formada (de perfil aproximadamente parabólico) comienza a moverse ahora en la dirección de los electrodos y hacia el extremo abierto de los mismos con velocidad aproximadamente constante; a esta etapa se la designará con el nombre de coaxial (*"run-down"*). Al llegar la lámina al extremo abierto de los electrodos se curva; lo que hace aparecer una fuerza en la dirección radial y dirigida hacia el centro, la cual hace que la lámina converja hacia el centro (etapa de colapso), esta convergencia culmina con la formación de una región de alta densidad (10^{19} cm^{-3}) y alta temperatura (1 keV) comenzando entonces la etapa de foco.

1.1.1. Alcances de esta Tesis y planteo del problema

Se debe aclarar que en esta Tesis no se dedicará al estudio del fenómeno de ruptura del gas, sino que se tratará de dar una descripción tan cuantitativa como sea posible de los fenómenos que ocurren durante los primeros centenares de nanosegundos de una descarga Plasma Focus.

Desde ya hace mucho tiempo se sabe que lo que ocurre en la etapa de foco, depende fuertemente de lo que haya ocurrido en la primeras etapas, y de manera muy importante la formación de una "adecuada lámina" durante la etapa de ruptura dieléctrica. Si bien no está claro lo que significa una "adecuada lámina", sí esta claro lo que no lo es:

* Una lámina difusa, es decir, una región extensa (del orden del centímetro o más) de circulación de corriente.

* La aparición de otros caminos alternativos al que se forme a lo largo del aislante ya sea durante la formación de la descarga o luego que esta despegó.

Mientras ocurre el proceso de ionización, la temperatura electrónica de la lámina de corriente se mantiene fija en un valor de unos pocos electrón voltios (debido a que las colisiones inelásticas de estos no permiten que se eleve demasiado). Alcanzada la ionización total, la energía que se disipa por efecto Joule se utiliza en calentar al plasma. Si la lámina no despegó aún, la interacción del plasma con el aislante puede provocar la evaporación de éste, con la consiguiente contaminación de la lámina con materiales de alto número atómico (B, Si, Na, K, etc.) y la formación de un plasma debilmente ionizado que puede servir como camino para las corrientes de pérdida cuando la lámina despegue.

Se entiende entonces que es importante conocer cuánto tiempo le lleva a la lámina completar su ionización y cuánto tiempo tarda en comenzar a moverse apreciablemente.

La dificultad en el estudio de la etapa de ruptura dieléctrica, desde el punto de vista teórico, reside en la gran variedad de estados por los cuales atraviesa el gas. Al comienzo de esta etapa los electrones, que se generaron por algún mecanismo previo, se comportan como partículas individuales adquiriendo su energía del campo eléctrico e interactuando con un fondo de neutros. Con el aumento del número de electrones se puede llegar a una descripción cinética del sistema y más tarde los fenómenos colectivos (equipartición) permiten realizar una descripción hidrodinámica del mismo.

Desde el punto de vista experimental, las técnicas para el estudio de esta etapa, requieren una resolución temporal del orden o menor que los 10 ns y una resolución espacial del orden del milímetro cosa que aún hoy es difícil de lograr. Sin embargo se puede sacar

valiosa información del estudio de las señales eléctricas de la descarga; y éste es uno de los métodos de diagnóstico más importantes empleados en esta tesis.

1.1.2. Desarrollo de la Tesis

Los planes de investigación de los diferentes grupos que trabajan (o trabajaron) sobre equipos Plasma Focus, no han dedicado muchos esfuerzos para dilucidar el tema; y si bien algunos han realizado estudios sobre la etapa de interés; estos fueron el resultado de una investigación mayor (optimización de la máquina como generadora de reacciones de fusión, estudio de las características del plasma en la presión óptima etc.). Para dar una idea de los trabajos experimentales realizados, éstos se reseñan en el Capítulo 2, conjuntamente con aquellos otros que si bien no son estudios estrictos sobre la etapa de ruptura, apuntan a poner en evidencia la importancia que tiene esta etapa en el buen funcionamiento de la máquina. En el Capítulo 3 se encontrará una reseña de los modelos existentes sobre el tema y una discusión pormenorizada de los mismos, poniendo en evidencia los inconvenientes que tiene el tratamiento teórico de esta etapa.

En el Capítulo 4 se discuten las características que debe tener un equipo para simular la etapa de ruptura dieléctrica y se describe el arreglo experimental y diagnósticas empleadas. Las mediciones realizadas y los resultados se presentan en el Capítulo 5, y en el Capítulo 6 se da una descripción microscópica de la descarga en base a los conocimientos que se tiene sobre descargas eléctricas y se hace un detallado análisis de las señales eléctricas obtenidas. También en este capítulo se formulan modelos que estiman el tiempo que le lleva a la lámina en alcanzar la ionización completa (tiempo de ionización) y cuanto es el tiempo que permanece en las cercanías del aislante (tiempo de despegue). La plausibilidad de estos modelos, en base a mediciones por otros autores realizadas, se presentan en el Capítulo 7, como así también una discusión sobre el proceso de optimización de una máquina Plasma Focus.

Capítulo 2

Antecedentes experimentales

2.1. Antecedentes experimentales

Debido a que en la historia de los equipos Plasma Focus no se ha hecho un gran hincapié sobre las etapas iniciales de la descarga; es conveniente hacer una detallada exposición de los trabajos que, de una u otra manera, intentaron dar luz a los mecanismos de formación de la misma. Esto servirá para dar una idea clara de las diferentes maneras de encarar el problema que han tenido los distintos investigadores que abordaron el tema.

Los esfuerzos que se dedicaron al estudio experimental del problema son pocos, si se los compara con los realizados sobre las otras etapas, y aún menos, los que trataron de abordarlo teóricamente. Para una mejor reseña de los mismos, se considera más conveniente separarlos por sus características experimentales o teóricas (modelos). En este capítulo se comentaran los primeros, dejando para el siguiente los que desarrollan modelos.

Los primeros trabajos sobre el tema, tanto en equipos tipo Mather como en los de tipo Filippov, se remontan a fines de la década del sesenta. Sin embargo, no se encuentra en la literatura trabajos sistemáticos hasta principios de los '80. Por lo general, los estudios sobre las máquinas Plasma Focus estuvieron orientados casi en su totalidad hacia la comprensión de los mecanismos que dan lugar a la producción de neutrones y haces de partículas.

Los trabajos orientados al estudio de la etapa de ruptura dieléctrica, se realizaron en dos tipos de equipos, diferenciándose éstos por la evolución temporal de la descarga en ellos producida. En los que de ahora en más llamaremos convencionales (*PFC*), la descarga pasa por todas sus etapas (ruptura dieléctrica, pinch inverso, coaxial, colapso y foco); mientras que en los otros, que se denominaran modificados (*PFM*, la razón del nombre quedará clara en el Capítulo 4), su diseño sólo permite que se produzca la etapa que es el objeto de estudio de esta Tesis.

En cuanto al rango de presiones en los cuales se llevaron a cabo los estudios, debe decirse que muy pocos son los que abarcaron un amplio rango y lo mismo se puede decir de las tensiones. Del estudio de los antecedentes, queda claro que la gran mayoría de los trabajos

realizados en *PFC* se llevaron a cabo para la presión en la cual la producción de neutrones es máxima (conocida en la literatura como presión óptima).

Para no entorpecer la reseña de los trabajos realizados, en el Apéndice I se detallan los parámetros eléctricos y geométricos de los equipos en los cuales se llevaron a cabo los estudios.

2.1.1. Estudios sobre Plasma Focus Convencionales

Los resultados del estudio sobre este tipo de máquinas pueden resumirse como sigue: mediante el empleo de cámaras con intensificadores de imágenes, se encuentra que la descarga se forma a lo largo del aislante (Mather & Williams 1964) para la presión óptima, aunque en algunos equipos también existe una descarga radial filamentosa (Fisher & Haering 1979; Krompholz *et al* 1980) que, a medida que evoluciona la descarga, es alcanzada por la que se formó a lo largo del aislante (Borowiecki *et al* 1981). También hay evidencias de que la descarga se produce en forma difusa en el volumen por sobre el aislante y luego de 100 a 150 ns se divide en una a lo largo del aislante y otra radial que se produce directamente entre los electrodos justo al frente del aislante (Borowiecki *et al* 1985).

Se debe destacar que de las fotografías presentadas por Mather y Williams (que son tomadas frontalmente, en un juego de electrodos con el exterior macizo) no se observan descargas radiales, pero sin embargo la descarga que se forma a lo largo del aislante no es uniforme, sino que presenta estructuras filamentosas que desaparecen al avanzar el tiempo.

En equipos tipo Filippov, Vikhrev *et al* 1969 realizan estudios en un amplio rango de presiones (0.3÷5.0 torr) y emplean diferentes gases de llenado: Hidrógeno, Helio y Neón. De las fotografías frontales (con resolución temporal) que estos investigadores toman, se desprende que la descarga presenta una estructura azimutal filamentosa que se acentúa al aumentar la presión y también al trabajar con gases diatómicos. Resultados similares obtiene Salukvadze *et al* en 1987 trabajando en un equipo tipo Mather. Estos investigadores sacan como conclusión de sus estudios que la filamentación de la descarga en gases monoatómicos

sólo ocurre en condiciones extremas de trabajo ("alta" presión y "baja" energía). En condiciones normales de trabajo, el agregado al gas monoatómico de impurezas moleculares poliatómicas, provoca que la descarga se forme a lo largo del aislante y aparezcan filamentos radiales, la corriente que circula por estos filamentos aumenta a medida que aumenta la proporción de impurezas agregadas hasta que, a partir de una cierta concentración, desaparece la descarga a lo largo del aislante.

El grupo de investigadores del Centro di Frascati a fines de los '70 (Gourlan *et al* 1978, 1979) comienza a realizar estudios sobre la etapa de ruptura dieléctrica en sus equipos. Para ello registran la derivada temporal de la corriente circulante en la descarga (con una bobina de Rogowski), la tensión entre electrodos (con un divisor resistivo), y la distribución radial del campo magnético (empleando sondas magnéticas inductivas). Del análisis de estas señales, obtienen que la descarga se presenta en dos formas (dependiendo de la presión y tensión inicial), una llamada "difusa", cuya densidad de corriente se extiende inicialmente en forma radial ocupando un gran volumen, y colapsando luego a una lámina de aproximadamente 10 mm de espesor sobre el aislante, que luego al despegar sólo transporta una fracción de la corriente total que circula por la descarga. En la otra forma, que llamaron "de baja inductancia" la corriente circula desde el inicio únicamente en las proximidades del aislante.

Del estudio sistemático se desprende que para una determinada tensión de carga del banco de condensadores, y para un dado tipo de aislante, existe una presión para la cual ocurre la transición entre uno y otro régimen (presión crítica). El estudio de la producción neutrónica en estos equipos muestra que la dispersión en la producción media tiene un marcado incremento cuando se alcanza la presión a la cual ocurre la transición del régimen "difuso" al de "baja inductancia". Al reordenar los datos, de manera que se promedian los resultados que tienen el mismo tipo de descarga, encuentran que la barra de error se reduce notablemente y que ambos promedios presentan diferencias significativas.

Con las señales eléctricas registradas (tensión entre electrodos $V(t)$ y derivada temporal de la corriente dI/dt) y empleando un modelo eléctrico de parámetros concentrados, en el cual

se desprecia la resistencia del plasma, estiman una inductancia aparente L^* de la descarga a partir de la expresión:

$$L^*(t) = \frac{\int_0^t du\, V(u)}{I(t)}.$$

Afirman que en el caso de "baja inductancia", L^* es compatible con el valor calculado suponiendo que toda la corriente circula por una superficie que esta ubicada sobre el aislante, mientras que para el caso "difuso" el valor hallado es mucho mayor. De la evolución temporal de la inductancia aparente, encuentran que en el caso "difuso" el valor disminuye hasta un mínimo (para aproximadamente 1.5 μs) y luego aumenta, mientras que en el caso "de baja inductancia" el valor se mantiene aproximadamente constante por 1 μs y luego comienza a aumentar. Ese aumento de la inductancia se considera como síntoma de que ha finalizado la etapa de ruptura dieléctrica y que ha comenzado el movimiento de la lámina.

Estudios con sondas magnéticas inductivas realizados por Krompholz *et al* (1980) muestran que hasta aproximadamente 300 ns luego de haber comenzado la descarga la lámina de corriente se encuentra en las cercanías del aislante y que en estas condiciones, la corriente total se divide en proporción 2:1 entre la descarga sobre el aislante y la radial.

Las técnicas espectroscópicas fueron muy poco empleadas para estudiar el comienzo de la descarga, y en general los trabajos resultantes deben ser tomados con mucho cuidado, pues no está claramente especificado los métodos que se emplean para obtener la densidad y temperatura electrónica a partir de las mediciones.

C. Gourlan y su grupo determinan la densidad electrónica en el frente del aislante a partir de ensanchamiento Stark de la linea D_β (integrada temporal y espacialmente) en función de la presión de llenado; estos investigadores encuentran que esta densidad presenta un salto cuando se cruza la presión critica.

En el mismo dispositivo experimental que emplearon Borowiecki y su grupo (1981), Koziarkiewicz *et al* 1983 determinan la densidad (n_e) y temperatura (T_e) electrónica en las cercanías del extremo del aislante, utilizando técnicas espectroscópicas. El valor que estos

investigadores dan para la densidad electrónica (obtenido a partir del ensanchamiento Stark de las líneas D_β y D_γ) es de ~10^{16} cm^{-3}; se debe aclarar que este valor de densidad, resulta de las señales promediadas temporal y espacialmente a lo largo de la linea de observación. También obtienen la temperatura electrónica a partir del cociente de intensidades de las lineas de impurezas (CIII y CII), suponiendo que el plasma se encuentra en Equilibrio Termodinámico Local y empleando la densidad electrónica hallada anteriormente, el valor que informan para T_e es ~2.7 eV. Si bien estos valores no son confiables, las mediciones que estos investigadores hacen, tienen valor en si mismas.

2.1.2. Estudios sobre Plasma Focus Modificados

La modificación de los equipos *PFC* consiste esencialmente en el reemplazo del banco de capacitores, por otro elemento en el cual se almacena la energía. El primer trabajo realizado con esta idea corresponde a Donges *et al* 1980. En el equipo donde se realizaron las descargas, la energía se almacenó en una línea de transmisión de impedancia característica Z =10 Ω que, cargada a 20 kV produce pulsos de corriente de 30 ns de duración y 1 kA de amplitud pico. Las descargas las realizaron en un juego de electrodos de pequeño tamaño (ver detalles en el Apéndice I) empleando como aislante distintos materiales: vidrio pyrex, alúmina, PTFE (teflón), PVC, y trabajando con presiones del gas de llenado (Hidrógeno) en el rango 0.4 ÷ 40 mbar. Las diagnósticas empleadas fueron el registro de la ubicación de la descarga, con una cámara fotográfica abierta, la tensión entre electrodos y la corriente circulante por la descarga. Los resultados que obtuvieron pueden resumirse como sigue:

La descarga se presenta en tres diferentes regímenes dependiendo de la presión de trabajo. A presiones menores que 1 mbar, se forma en el extremo abierto del juego de electrodos (descarga tipo I, ver figura 2.1) ; para presiones entre ~1 y ~5 mbar se forma a lo largo del aislante (descarga tipo II), y para presiones mayores observaron descargas radiales en todo el volumen interelectródico (descarga tipo III). Los valores que definen los bordes de estos intervalos, dependen del tipo de material utilizado como aislante, a tal punto que en el

caso de utilizar PVC no se observa el tipo II de descarga. Por otra parte, el rango en el cual la descarga se produce a lo largo del aislante puede extenderse utilizando un intensificador de campo eléctrico en el fondo de los electrodos; éste consiste un aro metálico con borde filoso ubicado concéntricamente con el aislante, lo que favorece la emisión de electrones en esa zona.

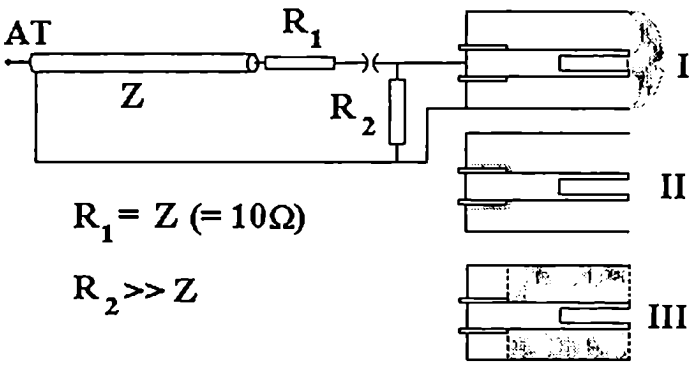


Fig. 2.1: Arreglo experimental y diferentes tipos de descarga reportados por Donges *et al.* Para más detalles ver texto.

A partir de las señales eléctricas de la descarga (tensión entre electrodos y corriente circulante) encuentran que el retraso de ruptura dieléctrica es función de la presión y que para el gas utilizado (H_2) puede aproximarse por una ley potencial del tipo:

$$\Delta\tau = 220\, p^{-1.33}$$

con $\Delta\tau$ en nanosegundos y p en mbar.

El grupo del laboratorio de descargas gaseosas de la Universidad de Tsinghua, Pekín, a comienzo de los '80, emplea una variante en la utilización de lineas de transmisión; ésta cumple una doble función, por un lado como elemento para almacenar la energía que luego se disipe en la descarga, y por otro controlar la duración de la misma (Tsing-Chi 1985, Tsing-Chi & Xin-Xin 1987). Cambiando la longitud de la línea logran cambiar la duración del pulso entre 5 ÷ 80 ns, por lo tanto dotan a la diagnóstica de resolución temporal.

Las fotografías que toman de la descarga muestran que una zona luminosa aparece en la culata de los electrodos (cátodo) sobre el aislante y se propaga a lo largo de él hasta alcanzar el electrodo central (ánodo). El frente de esta zona se mueve a una velocidad que para

el rango de presiones y tensiones explorado (5 torr $< p <$ 200 torr, 6 kV $< V_0 <$ 15 kV), está comprendida entre $10^7 \div 10^9$ cm/s.

Este tipo de experimentos, aunque tienen el mérito de ser los primeros en su género, a la vez que ingeniosos e interesantes, presentan un doble inconveniente. Por un lado, la energía almacenada en las líneas es relativamente pequeña, mucho menor que la necesaria para ionizar completamente el gas que formará la lámina. Por otro, la duración temporal del puso de corriente es menor que los tiempos de despegue de la lámina. Luego, estos experimentos describen la etapa inicial de la ruptura dieléctrica sin llegar a la etapa de formación y despegue.

Por estos motivos, otros investigadores utilizaron en lugar de una línea de transmisión un capacitor cuyo valor se encuentra entre decenas de nF y un μF (Bruzzone 1987; Bruzzone *et al* 1988; Feugeas & von Pamel 1989; Vieytes 1989; Bruzzone *et al* 1990a).

Las diagnósticas que se emplearon en estos estudios fueron las mismas que utilizó Donges, agregando en algunos casos sondas magnéticas para registrar la derivada temporal del campo magnético en las zonas próximas al aislante. Los resultados pueden resumirse como sigue: la ubicación de la zona luminosa de la descarga es independiente de la tensión de trabajo (15 kV $< V_0 <$ 25 kV) para un juego de electrodos de tamaño equivalente al utilizado por Donges (Bruzzone 1987). La descarga se presenta en varios regímenes que dependen de la presión de trabajo; a baja presión la ubicación de la zona luminosa de la descarga se encuentra de manera difusa sobre el aislante, para presiones intermedias, la descarga se presenta de manera concentrada a lo largo del aislante y aumentado la presión se puede tener descarga filamentosa radial por delante del aislante, en un régimen de alta presión, la descarga a lo largo del aislante desaparece y aparecen descargas filamentosas en el extremo abierto de los electrodos (Bruzzone 1987; Bruzzone *et al* 1988). Las presiones que separan estos regímenes dependen del tamaño de los electrodos y de la configuración electrodos-aislante que se utilice. En efecto, el empleo de un intensificador de campo (cono filoso) sobre el aislante en la culata del equipo aumenta el rango de presiones en el cual la descarga se forma sobre el aislante

(Vieytes 1989) y empleando aislantes cortos (con longitud menor que el espacio interelectródico) la descarga siempre se forma sobre el aislante, aunque presenta filamentaciones que si dependen de la presión (Bruzzone *et al* 1990a); este mismo fenómeno es observado por Feugeas & von Pamel 1989.

De las mediciones eléctricas realizadas por Bruzzone y su grupo, se puede obtener el valor del retraso de ruptura; empleando una ley del tipo $\Delta\tau = a\, p^{-b}$ encontrando que para el caso del Deuterio el valor de a está entre 100 ÷ 200 dependiendo de manera inversa con la tensión de trabajo y el valor de b es del orden de la unidad. (Bruzzone 1987, Vieytes 1989).

Las mediciones realizadas empleando sondas magnéticas por Feugeas y von Pamel, muestran que en el juego de electrodos empleado, la descarga se produce por sobre el aislante en una región que no se extiende más alla de los 20 mm, en el intervalo de presiones 1 ÷ 10 torr. Con la corriente total (obtenida integrando la señal de una bobina de Rogowski) y la corriente registrada por la sonda determinan que la lámina formada a lo largo del aislante lleva más del 80% de esta corriente.

H. Bruzzone *et al* (1990a) presentan también mediciones realizadas con una sonda magnética ubicada con su cabeza sensora a 10 mm de la culata de los electrodos y para dos posiciones radiales a) r_s = 68 mm y b) r_s = 58 mm (a 13 mm y 5 mm del aislante respectivamente). La tensión de trabajo fue de 15 kV y la presión de 2.6 mbar. De las conclusiones realizadas se extrae que la corriente sensada por la sonda definida como:

$$I_s(r,t) = k\, r \int_0^t du\, V_s(r,u) - I(t),$$

para el caso a) siempre es menor que la que está fluyendo en el equipo, mientras que en el caso b) se observa que es notablemente menor luego de 120 ns del comienzo de la descarga. Esto significa que por lo menos durante los primeros 100 ns no existen caminos alternativos por los cuales circula corriente en forma apreciable y que el espesor de la lámina es mayor que 3 mm. Sin embargo, estas mediciones no permiten dar una interpretación sencilla a la

distribución de corriente, debido en parte a la perturbación introducida por la sonda en el valor medido del campo magnético (Bruzzone *et al* 1992), que en este caso es difícil de evaluar, y en parte por falta de mediciones en otras posiciones.

2.1.3. Estudios colaterales

Numerosos trabajos realizados en máquinas Plasma Focus, han dado información importante sobre temas que, si bien no son estrictamente estudios sobre la etapa de ruptura dieléctrica, ponen de manifiesto la importancia que ésta tiene en el funcionamiento del equipo.

En el trabajo ya citado de Donges y su grupo quedó en claro que el intervalo de presiones en el cual la lámina se forma a lo largo del aislante depende del material con el cual está construido, a tal punto que puede ocurrir el caso en que nunca se presente este régimen (con aislante de PVC). En equipos convencionales Herold *et al* (1989) encuentran que utilizando un aislante de vidrio pyrex la saturación en la producción neutrónica (constancia o aún disminución de la producción al aumentar la energía) ocurría a una energía de 280 kJ, mientras que si se utiliza un aislante de material cerámico (con 57% de Al_2O_3) la saturación ocurre por encima de los 500 kJ.

La influencia de la configuración electrodo-aislante fue otro punto en el cual se realizaron varios trabajos; en general estos apuntaron a optimizar el funcionamiento del equipo como generador de reacciones de fusión; Zakaullah *et al* (1989) encuentran que para un equipo de baja energía (3.6 kJ) existe una longitud óptima del aislante (en su caso de 22 mm) para la cual se maximiza la producción media de neutrones y ensancha el intervalo de presiones en el cual estos son generado, por otra parte, encuentran que la anisotropía del flujo neutrónico tiende a disminuir al acortar el aislante.

La configuración del fondo de los electrodos es otro punto estudiado. Nowicowski *et al* (1979) encuentran los mejores resultados, en cuanto a la producción neutrónica, cuando trabajan con una configuración de electrodos en la cual la culata se encuentra lo más cerca posible por sobre el aislante. Estudios más detallados realizados por Borowiecki *et al* (1985)

empleando diferentes tipos de culata y aislantes (espesor, longitud libre y forma) muestran considerables diferencias entre la corriente que circula por la lámina de corriente (I_{lc}) y la total (I_t). Los resultados obtenidos por esos investigadores muestran que la mejor configuración (en el sentido de tener mayor relación I_{lc}/I_t (~0.9) y mayor producción neutrónica (~1.2 10^8) es una en la cual el aislante es cónico y se emplea un intensificador de campo eléctrico (ICE, ver figura 2.2).

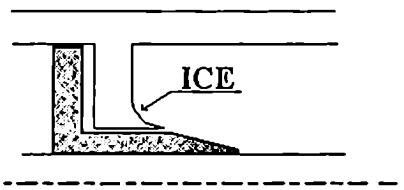


Fig. 2.2: Configuración óptima de la culata y aislante encontrada por Borowiecki *et al.*

Para terminar la síntesis sobre la influencia de la configuración electrodo-aislante debe citarse el trabajo de Czekaj *et al* (1985) en el cual estudian los efectos que tienen sobre la producción neutrónica el variar la longitud y diámetro del aislante, diámetro del los electrodos y el tipo de electrodo externo. Los experimentos se llevan a cabo en un Plasma Focus convencional que opera a una tensión de 30 kV (E ~ 50 kJ) y encuentran que la disminución del diámetro de los electrodos en el rango estudiado (ϕ_e 100 ÷ 80 mm, ϕ_i 50 ÷ 40 mm) influye debilmente en la producción media neutrónica aunque modifica el rango en el cual se producen e incrementan el valor de la presión óptima. Usar electrodo externo barrado aumenta considerablemente la producción, el uso de aislantes cortos conduce a un mal funcionamiento del equipo, caracterizado por un decaimiento completo de la producción neutrónica, y la formación de una lámina gruesa con baja densidad de corriente circulando por ella.

Es sabido que al cambiar el aislante de un equipo Plasma Focus es necesario realizar una serie de disparos antes que este funcione "normalmente". Estas descargas iniciales no sólo provocan el desgase de los electrodos, sino también el llamado "acondicionamiento" del aislante; el numero de disparos necesarios para lograr este acondicionamiento depende de que tipo de máquina sea. Se ha reportado que los equipos tipo Filippov requieren un número considerable de disparos (centenares, Gribkov *et al* 1981), mientras que en los del tipo Mather

este número es del orden de las decenas; puediéndose reducir si se coloca un aislante al cual se le depositó artificialmente Cobre (Kies, 1986).

Durante las descargas de acondicionamiento, la superficie del aislante nuevo se recubre con microcristales del material de los electrodos, y este recubrimiento provoca el aumento de la reproducibilidad de la ruptura dieléctrica y procesos de ionización (Sadowski 1991), lo que reduce el retraso de ruptura dieléctrica (Zakaullah *et al* 1993) y aumenta la densidad de corriente en la lámina formada (Feugeas 1989).

La interacción del plasma con el aislante provoca que de éste se able material que se incorpora a la lámina provocando perdidas radiativas importantes. Zakaullah *et al* (1993) encuentran que el acondicionamiento reduce la cantidad de impurezas que se ablan del aislante, a esta afirmación llegan a partir de mediciones espectroscópicas de distintas líneas de los elementos Potasio y Boro: la intensidad de éstas se reduce cuanto más depositado esta el aislante, lamentablemente no analizan las lineas del material depositado (Cobre).

Empleando otra técnica, Feugeas (1989) estudia el material ablado de la superficie del aislante en función de la presión de llenado de la cámara; este investigador coloca un banco metálico a 40 mm del extremo abierto de los electrodos y luego de varias descargas analiza el contenido de Silicio a varias profundidades mediante la técnica de XPS (X-ray photoelectron spectroscopy) encontrando este elemento en todas las descargas que se producen en el rango de presiones donde se forma el foco, la profundidad hasta donde se encuentra el Silicio (que esta relacionada con la energía del ion incidente) aumenta con la intensidad del colapso.

Para mejorar el inicio y la reproducibilidad de las descargas, se experimentaron varias formas auxiliares de iniciarla; se han utilizado: *i*) predescargas, en las cuales un banco adicional de baja energía se conecta en paralelo con el principal y se descarga antes que éste; *ii*) descargas *glow* continuas con corrientes menores que 1 A; *iii*) irradiación de las cercanías del aislante con un pulso de rayos X (200 keV, 70 ns) antes que se descargue el banco principal, y sincronizado con esta; *iv*) irradiación continua con rayos X de 300 keV.

Las resultados obtenidos por el método *i*) reseñados por M. Sadowski (1991), muestran que el tiempo de formación y la fase de pinch inverso se acortan. La predescarga

permite operar al equipo en presiones bajas y también a mayor energía con el consiguiente aumento de la producción neutrónica, aunque no en el nivel predicho por las leyes de escala.

Por otro lado W. Kies en 1986 reporta que el medio auxiliar para iniciar la descarga *i*) limpia la superficie del aislante y por lo tanto no lo acondiciona, esto hace que la predescarga deba aplicarse antes de cada disparo.

La utilización de la descarga *glow*, reduce el retraso de ruptura dieléctrica, generando luego una lámina simétrica, pero ineficiente desde el punto de vista de la producción neutrónica. La irradiación con pulsos de rayos X descarga reduce el retraso de ruptura dieléctrica, mejorando la formación en el caso de hacerse sincronizada.

Si bien no se han realizado estudios de la cinemática inicial de la lámina de corriente, J. Pouzo en 1974 realizó una serie de mediciones con sondas magnéticas, de las cuales obtiene la posición de la lámina en la etapa coaxial como función del tiempo. El autor asocia el tiempo (extrapolado) en el cual la lámina se encuentra en la culata de los electrodos con el momento de transición entre dos regímenes uno que llama rápido (que corresponde a la etapa coaxial) y otro que llama lento que correponde a las etapas anteriores; este tiempo de transición para el caso del Deuterio resulta ser del orden de los 500 ns. A los fines de tener una estimación del tiempo de despegue de la lámina de corriente, se puede tomar este valor como una cota superior.

Capítulo 3

Antecedentes teóricos

3.1. Antecedentes teóricos

Antes de presentar los trabajos realizados en este ítem, se debe aclarar que se comentarán tanto los que tratan de explicar el fenómeno desde principios básicos, como así también, aquellos que realizan modelos semiempíricos para explicar algunos de los procesos que ocurren durante la etapa de ruptura dieléctrica (tiempo de ionización, tiempo de despegue, rango de presiones óptimo, etc.).

3.1.1. Modelos semiempíricos

El primer modelo semiempírico que se realiza sobre la etapa de ruptura dieléctrica corresponde a D. Gates (1978). Este investigador encuentra una expresión para la presión que maximiza la eficiencia de ionización, y a partir de ella establece un criterio para obtener una cota superior del rango de presiones en el cual se forma una lámina de corriente a lo largo del aislante.

El desarrollo de Gates, se basa en que para tener una buena iniciación de la descarga es necesario que:

i) Se tenga una alta tasa de ionización,

ii) la lámina debe formarse a lo largo del aislante.

El desarrollo que se presenta a continuación apunta a encontrar una relación entre los parámetros eléctricos del equipo (tensión de carga del banco de condensadores, inductancia externa e inductancia de la descarga) para que se maximice la eficiencia de ionización. En el caso del Hidrógeno la relación entre el campo eléctrico E y la presión p a la cual se produce la máxima eficiencia de ionización ε_{max} usada por Gates es la siguiente:

$$E(\varepsilon_{max}) = 1.4\ 10^4\ p[\text{torr}] \quad [\text{volt}/\text{m}] \tag{3.1}$$

Si la descarga se forma sobre el aislante, el campo eléctrico a lo largo de éste, es estimado como:

$$E = \frac{V_i}{d} = \frac{V_0\ L_c}{(L_e + d\ L_c)} \tag{3.2}$$

donde:

V_i es la caída de tensión a lo largo del aislante,

L_e es la inductancia externa,

L_c es la inductancia por unidad de longitud del aislante,

d es la longitud del aislante,

V_0 es el voltaje inicial del banco.

Nótese que en la expresión (3.2) subyase la idea que la descarga y el circuito externo tienen una impedancia esencialmente inductiva en los tiempos de interés, por lo tanto la tensión entre electrodos es la que resulta de aplicar la expresión correspondiente a un divisor inductivo. Esto es correcto una vez que el circuito ha "cerrado", pero no durante el proceso de cierre.

Las ecuaciones (3.1) y (3.2) se pueden combinar para encontrar la presión de máxima eficiencia de ionización resultando:

$$p[\varepsilon_{max}(\mathrm{H}_2)] = 7.1\ 10^{-5} \frac{L_c}{L_e + d\,L_c} V_0 \tag{3.3}$$

Un buen inicio de la descarga (lámina simétrica, sin porosidades ni inestabilidades), asegura Gates, se produce cuando el rango (R_e) de los electrones (arrancados del cátodo por bombardeo ionico, y los generados en el volumen del gas) es mayor o del orden que la longitud libre del aislante para mantener una rápida y continua ionización en esa región; matematicamente esto se expresa:

$$R_e \geq d. \tag{3.4}$$

Para el rango de los electrones en Hidrógeno puede, usa la relación:

$$R_e = 3\,10^{-4} \frac{V_c}{p} \quad [\mathrm{m}] \tag{3.5}$$

donde $V_c \approx V_i = E\,d$

Combinando (3.4) y (3.5) y teniendo en cuenta (3.1) se obtiene :

$$\tilde{p} \equiv p \leq 4\, p[\varepsilon_{max}]. \tag{3.6}$$

La desigualdad (3.6) establece entonces un límite superior para el rango de presiones en el cual la descarga se forma de manera óptima (en el sentido de Gates). En la tabla 3.I se presentan los valores de esta presión junto con los valores de la presión de máxima producción neutrónica P_{opt}, la tensión de operación V_0, la inductancia total del equipo L_t y la inductancia del cañón L_{ca} para varios equipos.

Trabajo	$\tilde{p}$ [Torr]	P_{opt}[torr]	V_0	L_t[nH]	L_{ca}[nH]
Borowiecki *et al* 1981	3	1.75	35	116	1.6
Feugeas 1983	10	6	16	19	2.7
Feugeas & von Pamel 1989	1.5	1÷1.5	20	165	2
Fisher & Haering 1987	3.5	4	20	91	2
Giudice *et al* 1988	11	2	20	26	2
Gourlan *et al* 1978	7	2	20	30	3.5

TABLA 3.I: Valores de $\tilde{p}$, presión de máxima producción de neutrones , tensión de trabajo, inductancia total e inductancia del cañón para diferentes equipos.

Varios modelos tratan de estimar el tiempo que la lámina tarda en moverse. En 1982 P. Eltgroth supone que la fase de pinch inverso comenzará cuando la corriente que circula por la descarga, alcance un valor tal que la presión magnética por ella generada sea mayor que la presión ambiente. Suponiendo que la corriente crece linealmente con el tiempo (con pendiente $\dot{I}_0$) el tiempo de despegue t_{lo} resulta ser:

$$t_{lo} = r_{iner}(8\pi^2(n_e T_e + n_i T_i + n_0 T_0)/\mu_0)^{1/2}\, \dot{I}_0^{-1}. \tag{3.7}$$

Con r_{iner} el radio de la cara interna de la lámina, n_x y T_x la densidad numérica y temperatura de las distintas especies con x = e electrones, x = i iones y x = 0 neutros. En esta expresión se utilizan unidades MKS salvo para T_x que se expresa en eV. Se debe hacer notar que el radio que figura en la expresión (3.7) no debe ser el radio del electrodo interno (como sugiere Eltgroth) sino el radio del aislante ya que la lamina se forma a lo largo de este.

Otro modelo para el tiempo de despegue lo realizó W. Kies en 1986; este investigador estima una cota inferior para el tiempo que tarda la lámina en despegar (t_{off}) con el siguiente criterio: cuando la lámina despegue, la densidad de energía magnética en ella debe ser mayor

que la necesaria para disociar y ionizar el gas que por delante de ella se encuentra (Deutsch & Kies 1985); este criterio se expresa en fórmulas como:

$$\frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{\mu_0}{8\pi^2}\left(\frac{\dot{I}_0\, t_{off}}{r_s}\right)^2 \geq n_0\,(Q_d + 2Q_i)$$

Donde Q_d es la energía necesaria para disociar la molécula del gas de llenado y Q_i la energía necesaria para ionizar el átomo, n_0 la densidad de moléculas, r_s el radio del aislante e $\dot{I}_0$ es la tasa de crecimiento de la corriente (supuesta lineal). El tiempo de despegue se obtiene entonces como:

$$t_{off} \geq \frac{r_s}{\dot{I}_0}\frac{(8\pi^2 n_0\,(Q_d + 2Q_i))^{1/2}}{\mu_0} \tag{3.8}$$

Esta expresión es algo distinta a la que da el autor en su trabajo, aparte de errores tipográficos, se dejó explícitamente la dependencia de t_{off} con el valor de la derivada de la corriente inicial, en lugar de remplazarla por V_0/L como lo hace Kies. Esto se hace así en primer lugar para marcar la dependencia funcional con $\dot{I}_0$, y en segundo lugar porque en equipos rápidos el efecto de cierre finito de los spark gap hace que este valor sea inferior al del cociente entre la tensión de carga y la inductancia del equipo (Bruzzone *et al* 1989).

Otro tiempo que es de interés en la descarga, es el tiempo que tarda la lámina en llegar a la ionización completa; este tiempo llamado por Kies en 1986 tiempo de formación de la lámina de corriente (t_f); fue estimado suponiendo que la energía disipada en el plasma se consume totalmente en ionizar y calentarlo, de manera tal que:

$$W_{in} = \int_0^{t_f} dt\, P_{in} = \frac{V_s\, w_{is}}{\eta} \tag{3.9}$$

donde W_{in} y P_{in} son la energía y potencia ingresada al volumen interelectródico, t_f es el tiempo de formación de la lámina de corriente; w_{is}, V_s son la densidad de energía y volumen de la lámina formada respectivamente y η es la eficiencia de este proceso.

Empleando valores medios de las magnitudes eléctricas y los parámetros geométricos del equipo de la ecuación (3.9) se puede obtener el valor del tiempo de formación como:

$$t_f = \left(\frac{2\pi r_s d_s l_s}{\eta} w_{is} \right)^{1/2} V_0^{-1/2} I_0^{-1/2}. \tag{3.10}$$

Normalizando el tiempo de formación (ecuación (3.10)) con el tiempo de despegue (ecuación (3.8)) se obtiene un parámetro (ζ_K) que indica el estado de ionización de la lámina al despegar, esta cantidad viene dada por:

$$\zeta_K = \left(\frac{\mu_0 d_s l_s w_{is}}{4\pi\eta r_s n_0 (Q_d + 2Q_i)} \right)^{1/2} V_0^{-1/2} I_0^{1/2}. \tag{3.11}$$

Si $\zeta_K < 1$ la lámina despegará con un grado de ionización apreciable, mientras que en el caso de la desigualdad opuesta el grado de ionización será bajo.

3.1.2. Modelos más complejos

En 1991 M. Scholz realiza un modelo bidimensional para la geometría Plasma Focus, con el cual describe lo que ocurre en los primerísimos instantes de la descarga. Este modelo no sólo tiene en cuenta los procesos que ocurren en el gas sino que también incluye, de manera simplificada, los procesos que ocurren en los electrodos y el aislante. La idea base del modelo de este investigador es la siguiente: la generación de partículas cargadas en el seno del gas ocurre por colisiones ionizantes entre electrones y especies neutras (átomos). Debido a que los grado de ionización que se describen son relativamente pequeños se trata a los electrones como en el modelo de Townsend (descripción de *"swarm"*), es decir, que al recorrer la unidad de longitud en la dirección del campo producen un número de electrones secundarios que está dado por el primer coeficiente de ionización α de Townsend.

La densidad local de una especie cargada (electrones o iones) está regida por la ecuación de continuidad de la especie. Para tener en cuenta el transporte convectivo de la carga (que ocurre con la velocidad local de deriva que le corresponde a cada especie) y los efectos de acumulación espacial de cargas, Scholz plantea el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\partial_t n_x = \alpha n_x v_x - \frac{1}{r}\partial_r (r n_x u_x) - \partial_z (n_x w_x) \tag{3.12}$$

$$\frac{1}{r}\partial_r(r\partial_r\phi)+\partial^2_{zz}\phi=-4\pi(n_p-n_e) \tag{3.13}$$

$$u_x=-\mu_x E_r; \qquad w_x=-\mu_x E_z, \tag{3.14}$$

$$\mu_e=\frac{e}{m_e\nu_{ea}} \qquad \mu_p=\frac{2e}{m_p\nu_{pa}}, \tag{3.15}$$

$$\alpha=A\,p\exp(\frac{-B\,p}{E}) \tag{3.16}$$

donde n_p, $\vec{v}_p\equiv u_p\hat{r}+w_p\hat{z}$, n_e, $\vec{v}_e\equiv u_e\hat{r}+w_e\hat{z}$ son la densidad y velocidad de deriva de los iones y electrones respectivamente, ϕ es el potencial del campo eléctrico, p la presión del gas (Hidrógeno), x designa el subíndice e o p y ν_{xa} es la frecuencia de colisión entre la especie x y los neutros a.

Los valores de A y B en la ecuación que da el valor del coeficiente a son los siguientes $A = 3.3$ $B = 88.9$ para $E/p > 130$ y $A = 5.05$, $B = 146$ para $E/p \leq 130$ con E/p en V/cm torr.

Las condiciones de contorno deben tener en cuenta los procesos que ocurren en los electrodos y el aislante. En este trabajo, se supone que los electrones son emitidos desde el cátodo por bombardeo ionico, por lo tanto el flujo electrónico que de él sale será:

$$(n_e v_e)_c=\gamma_i\,(n_p v_p)_c, \tag{3.17}$$

donde γ_i es la probabilidad de emisión electrónica por ion incidente y $n_p v_p$ es el flujo ionico.

Como del ánodo no se desprenden iones, el flujo de esta especie debe ser nulo en él, por lo tanto se deberá cumplir que:

$$(n_p v_p)_A=0. \tag{3.18}$$

Las condiciones de contorno sobre el potencial eléctrico deben tener en cuenta la modificación que sobre él produce la acumulación de carga espacial (θ) sobre el aislante; su variación temporal está dada por la diferencia entre los flujos normales de electrones e iones sobre ella:

$$\partial_t\theta=e(n_p\vec{v}_p-n_e\vec{v}_e)_n. \tag{3.19}$$

Como es habitual, sobre el aislante se pide la continuidad del potencial eléctrico y que el salto en la componente normal del vector desplazamiento ($\varepsilon\,\vec{E}$) sea proporcional a la densidad superficial de carga; matematicamente esto se escribe:

$$\left.\begin{aligned} \phi_D &= \phi_G \\ \varepsilon_D \partial_n \phi_D - \varepsilon_G \partial_n \phi_G &= 4\pi\theta \end{aligned}\right\} \tag{3.20}$$

los subíndices D y G denotan que la función potencial debe ser evaluada en el espacio ocupado por el aislante y el gas respectivamente.

Sobre los electrodos se supone que el potencial será impuesto por el circuito externo. Para el caso de un Plasma Focus operado en forma convencional, el cátodo se encuentra al potencial de tierra y la tensión del ánodo (u(t)) se supone que crece linealmente con el tiempo. Por otra parte, este investigador establece que la componente z del campo eléctrico tanto en la culata ($z = 0$) como en el extremo abierto de los electrodos ($z = z_c$, ver figura 3.1) debe ser nula; matematicamente esto se expresa:

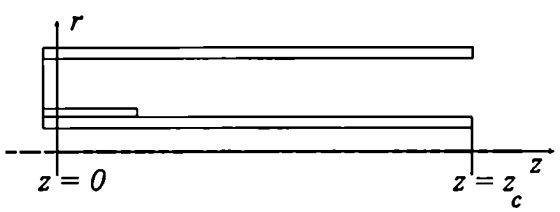


Fig. 3.1: Sistema de coordenadas utilizado por en su modelo Scholz.

$$\begin{aligned} \phi_C &= 0 \text{ en el cátodo ,} \\ \phi_A &= u(t) \text{ en el ánodo,} \\ \partial_z \phi\big|_{z=0,z_c} &= 0 \end{aligned} \tag{3.21}$$

M. Scholz llevó a cabo la resolución numérica del sistema de ecuaciones con sus respectivas condiciones de contorno; para un equipo Plasma Focus con las siguientes características $V_0 = 35$ kV $\dot{V}_0 = 10^{11}$ V/s, diámetro del electrodo interno 50 mm, diámetro del electrodo externo 100 mm, diámetro de aislante (alúmina) 60 mm, longitud del aislante 55 mm; presión de llenado (gas Hidrógeno) 1.75 torr. Los resultados obtenidos pueden resumirse como sigue:

En los primeros instantes de la descarga (t ~ 30 ns) se produce una avalancha electrónica que se propaga de cátodo a ánodo; cuando ésta alcanza el ánodo, la densidad

electrónica disminuye hacia el ánodo; la distorsión de las líneas de equipotencial debido a la distribución espacial de carga no se pone aún de manifiesto. A los 50 ns el crecimiento de las densidades ionica y electrónicas en las cercanías del aislante producen ya modificaciones del campo eléctrico

3.1.3. Otros Modelos

En 1974 Braginskii S. y Vikhrev V. estudian el inicio de la de una descarga cilíndrica, que bien puede ser el comienzo de una descarga Z pinch o Plasma Focus. Los estudios se realizan en el marco de la mecánica de los fluidos.

Usando un modelo unidimensional plano y a partir de las ecuaciones de Faraday y Ampere, (en la cual se desprecia la corriente de desplazamiento), obtienen la ecuación que rige la evolución espacio temporal (difusión) de la densidad de corriente en el gas parcialmente ionizado.

Para obtener la evolución del grado de ionización (densidad de electrones) suponen que su variación temporal está regida por la disipación de potencia por efecto joule, y utilizan un costo energético por electrón producido que es función del campo eléctrico reducido.

Las condiciones de contorno que utilizan para la ecuación de difusión de la densidad de corriente son las siguientes: lejos de la interface plasma-aislante, el campo eléctrico debe ser uniforme; en la interface misma, el gradiente de la componente z de éste debe ser proporcional a la derivada temporal de la corriente circulante. La corriente se obtiene a partir de la ecuación de Kirchhoff del circuito externo, en la que se desprecia la caída de tensión sobre el capacitor y no se tiene en cuenta el tiempo de cierre finito de la llave rápida.

Las condiciones de contorno para la ecuación que rige la evolución de la densidad electrónica, son que tanto ésta como su gradiente sean nulos en la interface plasma aislante. Como condición inicial, estos investigadores utilizan un grado de ionización inicial muy bajo ($\sim 10^{-6}$) distribuido uniformemente en el volumen del gas. Por otra parte el campo eléctrico

inicial sobre el aislante lo estiman como la tensión de carga del banco de condensadores dividida por la longitud del aislante.

Para la resolución matemática del modelo al cual llegan, los autores realizan unas hipótesis simplificadoras: en primer lugar suponen que la impedancia de la lámina en formación es despreciable frente a la impedancia del circuito externo, de manera tal que es éste quien gobierna la corriente, y en segundo lugar consideran tiempos en los cuales la derivada temporal de la corriente eléctrica pueda suponerse constante.

El sistema de ecuaciones bajo estudio, admite una solución autosimilar si se realizan las siguientes aproximaciones:

i) el costo energético de un electrón es constante e igual a 100 eV.

ii) Se desprecian las colisiones Coulombianas.

Como resumen de esta primer aproximación al problema, se pude decir que el campo eléctrico entre los electrodos cae rápidamente (cuan rápido depende del grado de ionización inicial) a un valor pequeño, manteniéndose luego aproximadamente constante. El proceso de difusión de la corriente eléctrica ocurre entonces no porque varíe el campo eléctrico externo sino por variación de la conductividad eléctrica del medio.

En un trabajo posterior (Vikhrev & Braginskii 1980) los autores refinan el modelo y obtienen la solución numéricamente a partir de la discretización del sistema de ecuaciones en derivadas parciales.

Los cambios en el modelo incorporan la influencia que tiene la "ionización por etapas" sobre la evolución de la densidad electrónica, y también emplean un modelo más elaborado para evaluar el costo energético del electrón. Este costo ahora no sólo se tiene en cuenta el potencial de ionización si no también la energía necesaria para calentarlo y las pérdidas radiativas. Este modelo describe al átomo de Hidrógeno como un sistema con dos niveles ligados, uno el fundamental y otro estado excitado además del continuo; estos átomos se encuentran instante a instante en equilibrio pudiendo cambiar de estado, ya sea por colisiones (excitantes o ionizantes) o por transiciones radiativas (modelo colisional radiativo formulado por Bates *et al* 1962).

El equilibrio supuesto por los autores permite que conocidas las densidades de las distintas especies, se pueda obtener la temperatura electrónica (que es el parámetro que gobierna los coeficientes de ionización y recombinación) sin agregar al modelo la ecuación de la energía.

Las conclusiones que se pueden sacar de este trabajo son las siguientes: el efecto pelicular en la corriente es debido primariamente al rápido aumento del grado de ionización, que comienza en el borde del plasma y se extiende hacia el interior.

El campo eléctrico sobre la descarga cae rápidamente desde su valor inicial ("alto") hasta un valor que corresponde aproximadamente a 30 V/(cm torr) p[torr].

La ionización por etapas es muy importante cuando la densidad electrónica es alta ($\sim 10^{14}$ cm^{-3}). La región de máxima emisión de luz difiere marcadamente de la región de máxima densidad de electrones que es por donde fluye la corriente. A medida que pasa el tiempo el máximo de la temperatura electrónica (T_e), no sólo va aumentando sino que se desplaza hacia el centro de la descarga ($T_e \sim 3.5$ eV a ~ 0.15 cm del aislante a los ~ 0.5 μs y $T_e \sim 5$ eV a ~ 0.25 cm para ~ 2 μs).

3.2. Análisis de los modelos

Los modelos presentados, se aplican a distintos momentos de la evolución temporal de la descarga, y tienen en cuenta distintos procesos, sin embargo, se deben hacer las siguientes observaciones:

La condición que encuentra Gates sobre la presión máxima a la que se formaría una buena lámina (ecuación 3.6), no coincide con las presiones óptimas de operación de la mayor parte de los equipos Plasma Focus mostrados en la tabla 3.I. Del análisis de esa tabla surge que en general el valor de la presión límite es mayor (y en algunos casos mucho mayor) que la presión en la cual se tiene una producción importante de neutrones.

En su desarrollo Gates utiliza conceptos válidos cuando el proceso de ionización está regido por el valor local del campo eléctrico reducido; pero la estimación que hace de este

campo sobre el aislante (ecuación 3.2) no es válida en estas condiciones, ya que como se comentó al describir el modelo, ella es válida cuando se puede despreciar la "resistencia del plasma"; sin embargo, esto es aproximadamente cierto cuando ya cerró el circuito y esto ocurre, como se verá en el Capítulo 6, esencialmente luego de formarse un plasma bastante ionizado. Por lo tanto los resultados que se derivan de su modelo no se pueden utilizar para predecir el rango de presiones en los que se formará la lámina sobre el aislante.

Seguir la evolución espacio temporal de la descarga involucra un trabajo teórico computacional muy complejo (que excede el objetivo de esta Tesis). Más adelante se hará una descripción física detallada del proceso de ruptura y formación de la lámina, pero es necesario adelantar aquí conceptos para aclarar los valores y limitaciones de estos modelos. Inicialmente, los electrones semilla, que están presentes en el gas antes de aplicar el pulso de tensión tienen una densidad tan baja que para estudiar la evolución inicial de la ionización se los debe seguir individualmente resolviendo la ecuación de Bolztmann y teniendo en cuenta los distintos procesos (elásticos e inelásticos) que sufren los electrones, Kunhardt & Tzeng en 1988 realizan un trabajo de este tipo empleando el método de Monte Carlo para resolver la ecuación de Boltzman, partiendo de un electrón desprendido del ánodo que se mueve en Nitrógeno entre electrodos plano paralelos. Con la distribución de electrones resultante en cada instante, se debe evaluar las tasas de ionización y la velocidades de deriva, ya que en un primer momento la ionización es función de estas magnitudes. Téngase en cuenta que el número de electrones generados por cualquier mecanismo, al recorrer un electrón la unidad de longitud en la dirección del campo eléctrico se evalúan a partir de la expresión (Rees 1978)

$$\alpha = n\, W_{n_e}^{-1} \int_0^\infty dv_r\, v_r\, \sigma(v_r)\, f(v_r), \tag{3.22}$$

donde $\sigma(v_r)$ es la sección eficaz de producción de electrones por todos los procesos (colisionales y radiativos), f es la función de distribución electrónica, n la densidad de neutros y W_{n_e} es la velocidad local de deriva de los electrones. La ecuación (3.22) da el primer coeficiente de ionización de Townsend cuando en $\sigma(v_r)$ se consideran sólo las ionizaciones por impacto electrónico.

Una alternativa, menos costosa desde el punto de vista computacional, consiste en simplificar los procesos atómicos que dan lugar a la aparición de los electrones. Este es el camino seguido por Scholz. Sin embargo este tiene varios inconvenientes:

a) Si bien antes de aplicar el pulso de tensión a los electrodos, la distribución de los electrones puede suponerse uniforme, cuando es válida la descripción dada por Scholz ya no es necesariamente así, particularmente en configuraciones de campo eléctrico inhomogeneo. El modelo que utiliza para describir la evolución temporal de la ionización no describe adecuadamente los procesos que ocurren en el comienzo de la descarga, cuando las colisiones electrón molécula y los procesos de fotoionización son importantes.

b) La condición de contorno que impone al potencial no es la conveniente; en efecto, la suposición de campo eléctrico sólo radial en el extremo abierto de los electrodos es aproximada; el efecto de borde hace que las líneas de campo tengan una curvatura en esa zona.

El modelo tal como está planteado, sólo puede simular la descarga de una manera no autoconsistente. En efecto, al no estar acopladas las ecuaciones del circuito externo con las que rigen los procesos de ionización en el interior de los electrodos, no se obtendrá la caída de tensión que se produce al cerrarse éste.

El modelo no puede prolongarse hasta alcanzar un grado de ionización elevado (~ 0.1%) sin modificar adecuadamente las expresiones que dan la velocidad de deriva (tanto de los electrones como de los iones) y el coeficiente primario de Townsend (ecuaciones 3.15 y 3.16), ya que cuando la producción (o pérdida) de electrones es elevada, la linealidad entre la velocidad de deriva y el campo eléctrico se ve modificada (Phelps 1980). Por otra parte, el aumento de la densidad electrónica hace que por un lado la ionización por etapas comience a ser efectiva (cosa que no está tenida en cuenta en el coeficiente α) y por otro la termalización de los electrones hace que el parámetro que rige el progreso de la ionización no sea el campo eléctrico reducido sino la temperatura electrónica. El aumento de la corriente circulante por la descarga también modifica los procesos que ocurren en los electrodos, ya que al crecer por

encima de un cierto valor, el mecanismo propuesto para la emisión de electrones del cátodo (bombardeo ionico) no alcanza a entregar los necesarios, requiriendo entonces otros mecanismos: emisión termoionica, emisión por efecto de campo, emisión termoionica por efecto de campo, o en caso de ser muy elevada la corriente ($\gtrsim 10$ A) la formación de *spots* catódicos.

Pese a estas objeciones el trabajo realizado por Scholz es una contribución importante al problema, y resulta indispensable para obtener la distribución espacial de electrones que sirva luego como condición inicial para una descripción hidrodinámica de la descarga, como la que plantearon Braginskii & Vikhrev.

A continuación se comentará el modelo de estos autores. Su hipótesis de lámina plana es válida sólo en los equipos que utilizan electrodos de gran tamaño, es decir para equipos tipo Filippov o Mather de gran diámetro (como los empleados en Frascati). Salvada esta cuestión sobre la geometría, se deben hacer las siguientes observaciones más de fondo. La condición inicial sobre la tensión que soporta el gas por ionizar utilizada, lleva a inconsistencias. En efecto, si esta tensión es distinta de cero, y la densidad electrónica inicial es uniforme, entonces se tendrá una densidad de corriente uniforme, que al integrarla espacialmente dará una corriente divergente. Esto muestra que la distribución inicial de electrones y de campo eléctrico no se pueden fijar arbitrariamente, sino que deben satisfacer la condición de acople con el circuito externo.

Las condiciones que lleva al problema a una forma autosimilar no describen apropiadamente el inicio de la descarga. En efecto, para que el circuito externo sea quien gobierne la corriente de la descarga, la conductividad del plasma tiene que ser bastante alta, y en estas condiciones este parámetro de transporte estará regido por las colisiones Coulombianas que son las que se desprecian (condición *ii)*.

El modelo posterior no autosimilar, también tiene otros inconvenientes. La suposición de equilibrio colisional radiativo para los procesos de ionización en la lámina carece de justificación, y es la que permite obtener la temperatura electrónica, que de otro modo exigiría resolver acopladamente una ecuación para la energía interna.

Si bien estos modelos no son totalmente adecuados para describir la evolución espaciotemporal de la descarga en un equipo Plasma Focus, ponen de manifiesto lo complejo que es la simulación de esta primer etapa.

Como conclusión del análisis precedente, se puede decir que la descripción de la descarga en la etapa donde la ionización esta regida por el valor del campo eléctrico reducido, se debe contar con modelos que describan adecuadamente los procesos de ionización y la velocidad de deriva de los iones y electrones en condiciones de alto valor del parámetro campo eléctrico reducido (E/N). En cuanto a la etapa donde la ionización se realiza por electrones térmicos, se requiere tener un modelo adecuado para la "química del plasma", es decir las tasas de producción de las reacciones más importantes entre electrones y neutros (átomos o moléculas) y electrones iones (moleculares), ya que estos procesos son en definitiva los que determinan no sólo la densidad electrónica sino también su temperatura. Resulta indispensable entonces reemplazar la ecuación de continuidad de los electrones por un sistema que describa a estos procesos. Inevitablemente se tendrá que incluir en el modelo la ecuación de la energía, que dará la evolución temporal de la temperatura electrónica, y modelar adecuadamente la conductividad eléctrica del plasma, para describir los procesos de intercambio de momento de los electrones en situaciones de grado de ionización intermedio.

Capítulo 4

Dispositivo experimental y diagnósticas

4.1. Dispositivo experimental

Los procesos microscópicos de interés en la etapa de ruptura dieléctrica en descargas Plasma Focus, ocurren en tiempos que van desde las decenas de nanosegundos (cierre eléctrico de circuito) hasta los centenares de nanosegundos (despegue de la lámina de corriente); por lo tanto, el estudio de esta etapa deberá realizarse utilizando técnicas que cuenten con la suficiente resolución temporal como para registrar los cambios que se produzcan en las magnitudes de interés.

Por lo general, el estudio de las propiedades macroscópicas de la descarga en un equipo convencional (*PFC*), es decir en un equipo en el cual la descarga pasa por todas sus etapas, se realizan censando diversas magnitudes eléctricas (que luego serán discutidas), y registrando la luz que es emitida por el plasma. Si bien la resolución temporal en las técnicas de diagnóstico de las magnitudes eléctricas no es muy complicada de lograr, el registro de la luz emitida por el plasma con resolución sí lo es, como se dejará en claro más adelante.

Una alternativa a la realización de los estudios en un equipo *PFC* es la de diseñar apropiadamente uno en el cual se simule el comienzo de la descarga; a este equipo se lo denominará Plasma Focus modificado (*PFM*), en él la lámina de corriente formada no deberá tener dinámica, pero sin embargo el resto de los parámetros de interés de la descarga deberán ser equivalentes a los de un *PFC*.

Las condiciones que debe reunir un equipo *PFM* pueden resumirse como sigue:

i) El campo eléctrico dentro del juego de electrodos debe ser el mismo que en un *PFC*.

ii) La corriente y potencia que ingrese en el equipo de simulación durante el tiempo de interés deben ser similares a la correspondientes en un *PFC*.

Esto es así ya que la similitud en el campo eléctrico asegura que los procesos iniciales de ionización serán similares en ambos equipos ya que, como fue discutido en el Capítulo 3, inicialmente la ionización es función del campo eléctrico reducido. La similaridad de la corriente asegura que la fuerza impulsora que obliga a la lámina a moverse será la misma en

ambos equipos y por último la similitud de la potencia asegura que ambos equipos tendrán la misma energía por unidad de tiempo para que los electrones (que la obtienen de la disipación Joule) la consuman en procesos inelásticos.

El punto *i*) se logra si el *PFM* tiene la misma geometría de electrodos-aislante que el *PFC* equivalente y se trabaja a la misma tensión de carga del banco de condensadores.

La potencia que ingresa en el equipo (cualquiera sea éste) está determinada por el valor de la tensión entre los electrodos y la corriente circulante. Pasado el cierre del circuito, la corriente que ingresa en el equipo crece aproximadamente lineal con el tiempo, con una pendiente:

$$\dot{I}_0 \approx V_0 / L_0,$$

donde V_0 es la tensión de carga y L_0 es la inductancia del circuito de descarga; la similitud de la corriente (y la potencia) establecen que los equipos deban tener inductancias similares (aparte de la tensión de trabajo que ya fue discutido para el punto anterior).

La condición de que la lámina formada no posea dinámica apreciable, se puede resumir en el siguiente criterio: si en un equipo *PFC* la lámina se encuentra en las proximidades de aislante durante un tiempo τ_d (que puede ser estimado por cualquiera de los métodos comentados en el capítulo anterio, o el que se desarrollará más adelante en esta Tesis), la corriente en el equipo de simulación deberá tener su máximo antes de τ_d.Como criterio práctico se puede establecer

$$\tau_d < T / 4 \tag{4.1}$$

donde T es el período de la descarga. Ya que la similitud de la potencia fijó el valor de la inductancia del equipo para verificar la condición (4.1) sólo queda como parámetro libre la capacidad del banco de descarga; una cota superior para ella se puede obtener como:

$$C_d < (\tau_d / \pi)^2 / L_0 \tag{4.2}$$

Una cota inferior, para esta capacidad se puede establecer por argumentos energéticos. En efecto, si se piensa que la descarga ocupará un volumen V_d y que la energía para ionizar la

unidad de volumen es ε_i. La energía electrostática almacenada en el banco de capacitores deberá ser mayor que $\varepsilon_i V_d$ con lo cual resulta:

$$C_d > 2\varepsilon_i V_d / V_0^2$$

En la literatura se encuentran dos variantes para resolver el tema de la capacidad. La primera utiliza como elemento para almacenar la energía una línea de transmisión, (Donges *et al* 1980, Tsing-Chi 1985), mientras que la otra utiliza un capacitor de bajo valor (Bruzzone 1987, Bruzzone *et al* 1988, Vieytes 1989; Feugeas & von Pamel 1989, Bruzzone *et al* 1990a). La diferencia entre ambas variantes reside en cual es el fenómeno que comanda la duración de la descarga; en efecto, en la primera, el tiempo típico de la descarga esta asociado con el tiempo de transito de una señal eléctrica en la linea, mientras que en la segunda variante, esta dado por el valor de la inductancia del equipo y la capacidad del banco de descarga.

Al no moverse la lámina formada, la luz que emerge del plasma, será emitida esencialmente de la misma zona, lo cual permite utilizar una cámara abierta para fotografiarla. La sencillez de este tipo de diagnóstico se logra a costa de tomar un registro integrado de la luz emitida que sin embargo dará información de la ubicación de la descarga.

Una ventaja adicional que tiene el estudiar la etapa de ruptura dieléctrica en un equipo diseñado *ad hoc* es la siguiente: por ser el circuito de carga de baja potencia (centenas de Joules), el número de disparos por unidad de tiempo que se pueden realizar es mayor que el de un *PFC*, y por ende será mayor la cantidad de información recolectada por unidad de tiempo.

Continuando la línea comenzada en 1986 en el INFIP, la variante utilizada para llevar a cabo los estudios fue la de utilizar un capacitor y la configuración básica utilizada se muestra en la figura 4.1. En esta configuración se distinguen tres partes básicas:

1) Circuito de alimentación y descarga.

2) Juego de electrodos, cámara de descarga y equipo de vacío.

3) Diagnósticas.

A continuación se hará una descripción de cada una de ellas.

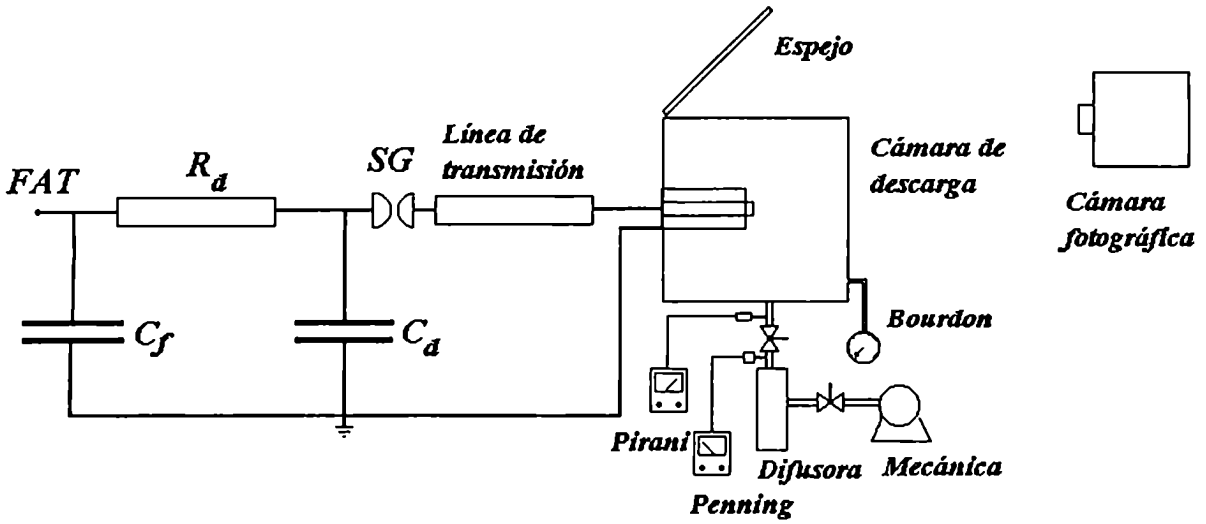


Fig. 4.1: Arreglo experimental utilizado para el estudio de la etapa de ruptura dieléctrica

4.1.1 Circuito de Alimentación y descarga

El circuito de alimentación está formado por una fuente de alta tensión 0-50 kV (*FAT*) de media onda con un capacitor de filtro (C_f de 1 μF) el cual se conecta al banco de descarga C_d (que consta de un único capacitor de 1μF) mediante una cadena de resistencias R_d (de 15 MΩ /32 W). La conexión entre el cañón y el banco de descarga se realiza a través de una llave rápida (*SG*) que opera en aire a presión atmosférica y en régimen de autoruptura (o de ruptura espontanea). La tensión de cierre se controla variando la separación entre los sus electrodos.

La cadena de resistencias R_d no sólo sirve para limitar la corriente que entrega la *FAT*, sino que también desacopla eléctricamente el circuito de carga del de descarga, permitiendo operar al equipo en forma repetitiva, sin necesidad de desconectarla en cada disparo del sistema de descarga. Esto se logra gracias a que durante la descarga de C_d , la fuente no drena corriente en forma apreciable; en efecto, la descarga de C_d ocurre con una constante de tiempo $\sim\sqrt{L_0 C_d}$ y la carga con $\sim R_d\, C_d$; eligiendo adecuadamente el valor de R_d se logra el desacople buscado. La frecuencia de repetición de la descarga, queda determinada por la velocidad con que C_d alcanza la tensión de ruptura de la llave rápida (que si la *FAT* se ajusta a una tensión cercana a esta) puede aproximarse por:

$$\nu \approx (3 R_d\, C_d)^{-1}.$$

4.1.2. Juego de electrodos, cámara de descarga y equipo de vacío

4.1.2.1. Juego de electrodos

El juego de electrodos utilizado para esta Tesis, se puede considerar que es de gran tamaño; el electrodo exterior, que tiene un diámetro de 200 mm, está formado por 24 barras de bronce de 5 mm de diámetro cada una, equidistribuidas en una circunferencia de 200 mm. Estas barras están soldadas por uno de sus extremos a una placa de bronce que le sirve de base y se atornilla a la culata del equipo; en el otro extremo de las barras (extremo libre del cañón) se soldó un aro (del mismo material que las barras), para disminuir la intensificación del campo eléctrico.

El electrodo interno es un tubo de bronce de 100 mm de diámetro. Ambos electrodos tienen una longitud de 250 mm.

El aislante utilizado es un tubo de vidrio pyrex de 110 mm de diámetro externo y 5 mm de espesor, que una vez colocado en el equipo tiene una longitud libre de 65 mm.

A los electrodos una vez construidos se los pulió y limpió con etanol para sacarle la grasa que pudiera haberles quedado; sobre el aislante no se realizó ningun tratamiento especial fuera de limpiarlo con etanol. Estas operaciones se realizaron cada vez que se tuvo que abrir el equipo.

4.1.2.2. Cámara de descarga.

Para permitir un acceso fácil a la zona del aislante, se utilizó una cámara en forma de paralelepípedo construida en acrílico cristal, cuyas dimensiones son 36x39x62.5 cm^3.

La cámara se conecta al equipo de vacío a través de un tubo de vidrio pyrex de 100 mm de diámetro interno y de 100 cm de longitud; esto se hace para que la válvula de cierre de vacío (que es metálica y se encuentra a tierra), no perturbe de manera apreciable el campo eléctrico entre los electrodos, evitándose así que cuando se realizan descargas a muy baja presión (~0.1 mbar) ésta se produzca entre el electrodo y la válvula. A presiones más

altas esta "desviación de la descarga" no se observa, ya que las condiciones geométricas y la presión de llenado son tales que la descarga sigue el camino más corto entre los electrodos, en lugar del más largo como en el caso de baja presión. La interpretación de este fenómeno es sencilla, en término de la curva de Paschen; en efecto, existiendo varios caminos posibles para que se produzca la descarga, ésta se producirá por el camino que tenga el valor de la tensión de ruptura más bajo. Como es sabido, esta tensión no es función sólo de la separación entre electrodos sino que es función del producto de la presión por la separación entre los electrodos; lo que esto hace que si los parámetros de la descarga se encuentran a la izquierda del mínimo de la curva de Paschen el camino con menor tensión de ruptura es aquel que tiene mayor separación.

Exteriormente, la cámara se recubrió con papel cartulina negro para que la luz exterior no moleste durante la toma de la fotografía ya que como se discutió anteriormente esta se efectúa empleando una cámara fotográfica que permamanece abierta un tiempo relativamente largo (varios segundos).

4.1.2.3. Equipo de vacío

El equipo de vacío está compuesto por un sistema de bombas mecánica-difusora que permite llevar la cámara hasta una presión final de ~ 10^{-5} mbar. Este sistema cuenta con un medidor tipo penning en el circuito de la difusora, y un medidor pirani, en la cámara de descarga. La presión de llenado de la cámara se determina, de forma absoluta, con un bourdon que opera en el rango 0.1 - 27 mbar. Además éste se puede calibrar mediante un manómetro diferencial de aceite que opera en el mismo rango. Las perdidas de esta cámara se pueden cuantificar diciendo que de una noche a la mañana siguiente el aumento de la presión es de 4 mbar; sin embargo estas pérdidas son suficientes como para que se contamine el gas al trabajar a bajas presiones (~0.5 mbar).

4.2. Diagnósticas

En esta Tesis se emplearon técnicas de medición (diagnósticas) que brindan información de magnitudes macroscópicas. Para una mejor enumeración es conveniente

dividirlas en dos grupos: las diagnósticas eléctricas, y las ópticas. A continuación se dará un detalle de cada una de ellas.

4.2.1. Diagnósticas eléctricas

Dentro de este grupo se engloban aquellas que dan información sobre :

a) tensión de carga del banco de descarga,

b) tensión entre electrodos,

c) derivada temporal de la corriente circulante.

El medidor que se utiliza para medir la magnitud a) debe colocarse sobre el capacitor, C_d ya que de otro modo no registrará la verdadera tensión a la que se realiza la descarga.

Los medidores que se utilicen para registrar las magnitudes b), c), deben tener las siguientes características:

i) Una relación señal ruido lo suficientemente alta como para que la información que provean sea "limpia"; es decir, no se enmascare por el fuerte ruido electromagnético que se produce por la descarga.

ii) Una buena respuesta temporal que permita seguir la variaciones rápidas de las señales a medir, esto es, capaz de seguir pulsos con tiempos característicos de decenas de nanosegundos.

4.2.1.1. Medición de la tensión de carga de C_d

Para la medición de esta tensión es necesario contar con un instrumento de gran impedancia de entrada (R_l en la figura 4.2) ya que al colocárselo en paralelo con C_d se formará un divisor resistivo entre este medidor y la cadena de resistencias R_d , por esta razón se utilizó uno constituido por una cadena de resistencias de 600 MΩ y un micro amperímetro de aguja cuyo rango es 0 - 50 μA. Este instrumento permite trabajar a fondo de escala con una tensión de carga de 30 kV y de ahora en más se llamará divisor resistivo lento.

Un inconveniente que presenta este instrumento es el brusco retroceso de su aguja cuando se produce la rápida descarga el capacitor C_d; para evitar esto, se le agregó un circuito

amortiguador. La calibración de este instrumento, como así también el funcionamiento del circuito amortiguador se presentan en el Apéndice II.

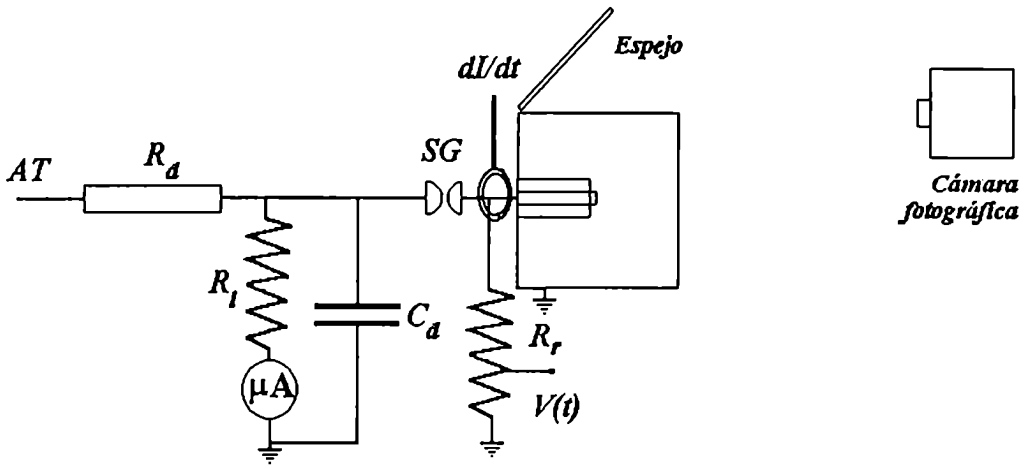


Fig. 4.2: Esquema de las diagnósticas utilizadas.

4.2.1.2. Medición de la tensión entre electrodos

La tensión entre los electrodos se registró empleando un divisor resistivo rápido (R_r en la figura 4.2). Como las tensiones habituales de trabajo de los equipos Plasma Focus están en el orden de las decenas de kilovoltios, para lograr una buena relación señal ruido se establece que un factor de atenuación adecuado es del orden de 10^3.

Es sabido que desde el momento en que la tensión entre dos electrodos supera el valor correspondiente al de su ruptura dieléctrica y el instante en que comienza a circular la corriente transcurre un cierto tiempo (conocido en la literatura como retraso de ruptura). Este retraso, que es función de la presión y tipo de gas en el cual se produce la descarga, puede variar entre decenas y miles de nanosegundos (para altas y bajas presiones respectivamente). Al trabajar en régimen de baja presión, durante el retraso de ruptura, la tensión aplicada sobre el divisor (V_c) es por lo menos la de carga del capacitor C_d (puede ser mayor en el caso de que el banco se conecte con el cañón por medio de lineas de transmisión), por lo tanto aparece un pico de potencia sobre el divisor de valor máximo dado por:

$$V_c^2 / R_r$$

donde R_r es la impedancia de entrada del divisor. La energía que se disipa durante la duración de este pico, esencialmente se destina a aumentar la temperatura del medidor; y si este no está preparado para disiparla se quemará (como es habitual que ocurra si se hace una descarga a muy baja presión o sin gas en la cámara). Unido a este requisito de disipación de energía, el divisor debe tener una buena respuesta temporal; si bien en trabajos anteriores (Vieytes 1989) se desarrolló un divisor con una respuesta temporal aceptable a partir de resistencias de carbón, para las mediciones que se presentan en esta Tesis se desarrolló otro utilizando alambre de nicrhome siguiendo las pautas de Bruzzone *et al* 1973. Los detalles sobre su construcción y calibración se presentan en el Apéndice II.

4.2.1.3. Medición de la derivada temporal de la corriente circulante

La medición de la derivada temporal de la corriente circulante durante la descarga, se realiza empleando una bobina de Rogowski, que está ubicada en una sede construida para tal fin en el porta aislante rodeando el electrodo central.

Si bien la señal entregada por este dispositivo no se integró, la tensión que provee permite que se pueda realizar esta operación sin ningún problema. En el Apéndice II, se dan los detalles de su construcción y comentarios sobre su calibración.

4.2.2. Sistema de adquisición de las señales eléctricas.

Las señales eléctricas fueron transportadas hasta una jaula de Faraday por medio de cables coaxiales de 50 Ω blindados adecuadamente con mallas de cobre; una vez en la jaula (sin malla de blindaje) se los terminaba adecuadamente y fueron conectados al sistema de registro. En las primeras mediciones realizadas, este sistema de registro consistía en un osciloscopio Tektronix modelo 7844 de dos haces, lo cual permitía el registro simultáneo de la señal proveniente del divisor resistivo y de la bobina de Rogowski. El osciloscopio se operó en modo disparo único ("*single shot*") y se disparaba con la señal del divisor rápido; la base de

tiempos utilizada fue la 7B92A y los amplificadores los 7A16A. Las trazas oscilográficas se registraron mediante una cámara Tektronix modelo C-27 cargada con película Polaroid de 3000 ASA.

En algunos casos, las fotografías fueron digitalizadas empleando una cámara CCD (EDC 1000). Esta cámara tiene una resolución espacial sobre su plano imagen de 192x165 puntos (cada uno de ellos de 13.75x16 μm). La luz recibida en cada uno de estos puntos se digitaliza con una resolución de un byte con lo cual se obtiene una imagen de la fotografía del retículo del osciloscopio en 256 tonos de gris. Los archivos conteniendo la información digitalizada de las trazas oscilográficas fueron tratados con un programa desarrollado como parte del trabajo (Bilbao & Vieytes 1991) con el cual se obtiene una tabla de tensión vs tiempo que puede ser importada desde una planilla de cálculo .

En una segunda etapa para el registro de las señales se utilizó un digitalizador Tektronix modelo TDS 540 de cuatro canales con una frecuencia de muestreo de 1 Gmuestras/s y un ancho de banda analógico de 500 MHz. A este digitalizador se lo operó sólo con dos canales y de manera tal que muestreaba las señales cada 2 ns. Las señales adquiridas mediante un programa eran transferidas a una computadora y alli se generaba un archivo importable por una planilla de cálculo.

4.2.3. Diagnósticas ópticas

El registro de la luz emitida por la descarga con resolución temporal requiere de:

i) Una cámara convertidora de imágenes, con suficiente amplificación como para registrar la poca luz que se produce en los tiempos de interés, en estos sistemas la resolución temporal viene dada por el tiempo de exposición que en la etapa bajo estudio debe ser del orden de los 10 nanosegundos.

ii) Un sistema de disparo sincronizado con el comienzo de la descarga del banco de condensadores, que cuente además con un sistema de retraso entre 10 y 10^3 nanosegundos y que posea una aleatoriedad temporal (*"jitter"*) inferior a la decena de nanosegundos.

Un equipo con estas características no es sencillo de conseguir y en particular el Laboratorio de Física del Plasma (lugar donde se desarrolló esta Tesis) no cuenta con uno de ellos. La falta de resolución temporal implica que la fotografía que se toma es la integral temporal de la luz emitida por la descarga, pero si se realizan las mediciones en un equipo donde la descarga no tiene dinámica, la resolución temporal la da la misma duración del fenómeno, por lo tanto, se pude utilizar una cámara abierta para tomar fotografías de la etapa de interés. Para tener la misma sensibilidad fotografía a fotografía y sencillez en el revelado, se utilizó película Polaroid de 3000 y 20000 ASA Bruzzone 1987.

A la cámara utilizada en trabajos anteriores Vieytes 1989, Bruzzone *et al* 1990a, se le agregó un diafragma variable y un filtro gris, con una transmitancia del 10%, para disminuir la luz recolectada; el sistema óptico se trabajó con un f# de 100.

La necesidad de tomar fotografías tanto lateral como frontalmente se satisface fácilmente colocando en la parte superior de la cámara de descarga un espejo inclinado a 45° (ver figura 4.1); Debido al gran tamaño de los electrodos se debe tener cuidado en el enfoque de la cámara fotográfica ya que si este se realiza mal parte de los electrodos saldrán borrosos; La cámara se enfocó sobre el aislante, y gracias a su gran profundidad de campo, fue posible el registro de todo el volumen de descarga nitidamente.

Capítulo 5

Mediciones y resultados

5.1. Mediciones

Los resultados que se presentan aquí, engloban no sólo a los obtenidos para esta Tesis, sino también los que derivan de los experimentos realizados en el Instituto de Física del Plasma desde 1986; ya que por un lado quien suscribe participó directamente en las mediciones y, por otro, porque su reelaboración fue parte de esta Tesis. Por esta razón, es conveniente realizar un resumen de todas las mediciones realizadas.

Las técnicas de diagnóstico empleadas fueron el registro de la tensión entre electrodos; el registro de la derivada temporal de la corriente circulante, y el registro de la zona luminosa de la descarga. Sobre cada juego de electrodos utilizado, se midió la tensión de ruptura dieléctrica con un voltímetro digital, en función de la presión de llenado de Deuterio de la cámara empleando una fuente de alta tensión 0 ÷ 1,2 kV con una resistencia limitadora de corriente de 3 kΩ conectada en serie.

Más detalles del arreglo experimental utilizado se pueden encontrar en los trabajos: Bruzzone 1987 (A), Bruzzone *et al* 1988 (B), Vieytes 1989 (C), Bruzzone *et al* 1990a (D) y en el Capítulo 4 de esta Tesis (E).

A continuación se reseñan los parámetros de cada uno de los equipos, marcando cuales se mantuvieron fijos y cuales se variaron en cada uno de los experimentos.

Referencia A

Parámetros que se mantuvieron fijos:

Geometría de los electrodos	Parámetros eléctricos
ϕ_e = 50 mm, ϕ_i = 19 mm, l_e=100 mm, ϕ_a = 28 mm, l_a=31 mm	C_d = 42 nF, L_e = 165 nH

Parámetros que se variaron

Presión	Tensión operación
0.5 mbar < p < 15 mbar	8 ÷ 25 kV.

Referencia B

Parámetros que se mantuvieron fijos:

Geometría de los electrodos	Parámetros eléctricos
ϕ_e = 72 mm, ϕ_i = 38 mm, l_e=150, ϕ_a = 50 mm, l_a=31 mm	C_d = 26 nF, L_e = 80 nH.

Parámetros que se variaron

Presión	Tensión operación
0.1 mbar < p < 20 mbar	17 kV, 20 kV, 25.5 kV.

Referencia C

Parámetros que se mantuvieron fijos:

Geometría de los electrodos

ϕ_e = 72 mm, ϕ_i = 38 mm, l_e=150, ϕ_a = 50 mm

Largo efectivo del aislante (por uso de un Intensificador de Campo Eléctrico) l_a=32 mm

Parámetros que se variaron

Parámetros eléctricos	Tensión de operación	Presión
C_d = 22 nF, L_e= 32 nH	17 kV, 26 kV	0.5 mbar < p < 20 mbar
C_d = 1000 nF, L_e= 65 nH	17 kV	1 mbar < p < 20 mbar

Referencia D

Las mediciones realizadas para esta referencia incorporaron una variante al equipo. La conexión entre la llave rápida y los electrodos se realizó mediante el empleo de 6 líneas de transmisión, cada una de 1.2 m de longitud y con una impedancia característica de 7.2 Ω.

Parámetros que se mantuvieron fijos:

Geometría de los electrodos	Parámetros eléctricos
ϕ_e = 200 mm, ϕ_i = 100 mm, l_e= 250, ϕ_a = 110 mm, l_a= 25 mm	C_d = 100 nF, L_e = 130 nH

Presión	Tensión operación
0.1 mbar < p < 20 mbar	16 kV.

Las mediciones que se realizaron para esta tesis, se llevaron a cabo en el equipo descripto en el Capítulo 4. A los efectos de tener todos los datos agrupados, se resumen sus principales características.

Parámetros que se mantuvieron fijos:

Geometría de los electrodos	Parámetros eléctricos
ϕ_e = 200 mm, ϕ_i = 100 mm, l_e= 250, ϕ_a = 110 mm, l_a= 65 mm	C_d = 1000 nF, L_e = 65 nH

Parámetros que se variaron

Presión	Tensión operación
0.1 mbar < p < 20 mbar	15 kV.

5.2. Resultados

Los resultados que se presentan a continuación son una síntesis de la información que sirvió de base experimental para esta Tesis. Sólo se mostrarán aquellos resultados que son relevantes para el posterior análisis.

5.2.1. Ubicación de la descarga

Empleando una cámara abierta se registró la ubicación de la zona luminosa de la descarga. En la figura 5.1 se presentan las fotografías correspondientes a la referencia A para las tensiones 15 kV, 20 kV, 25 kV, y las presiones ~0.1 mbar, ~1 mbar, ~10 mbar. Las tensiones de trabajo se mantienen constantes en cada fila y las tensiones en cada columna.

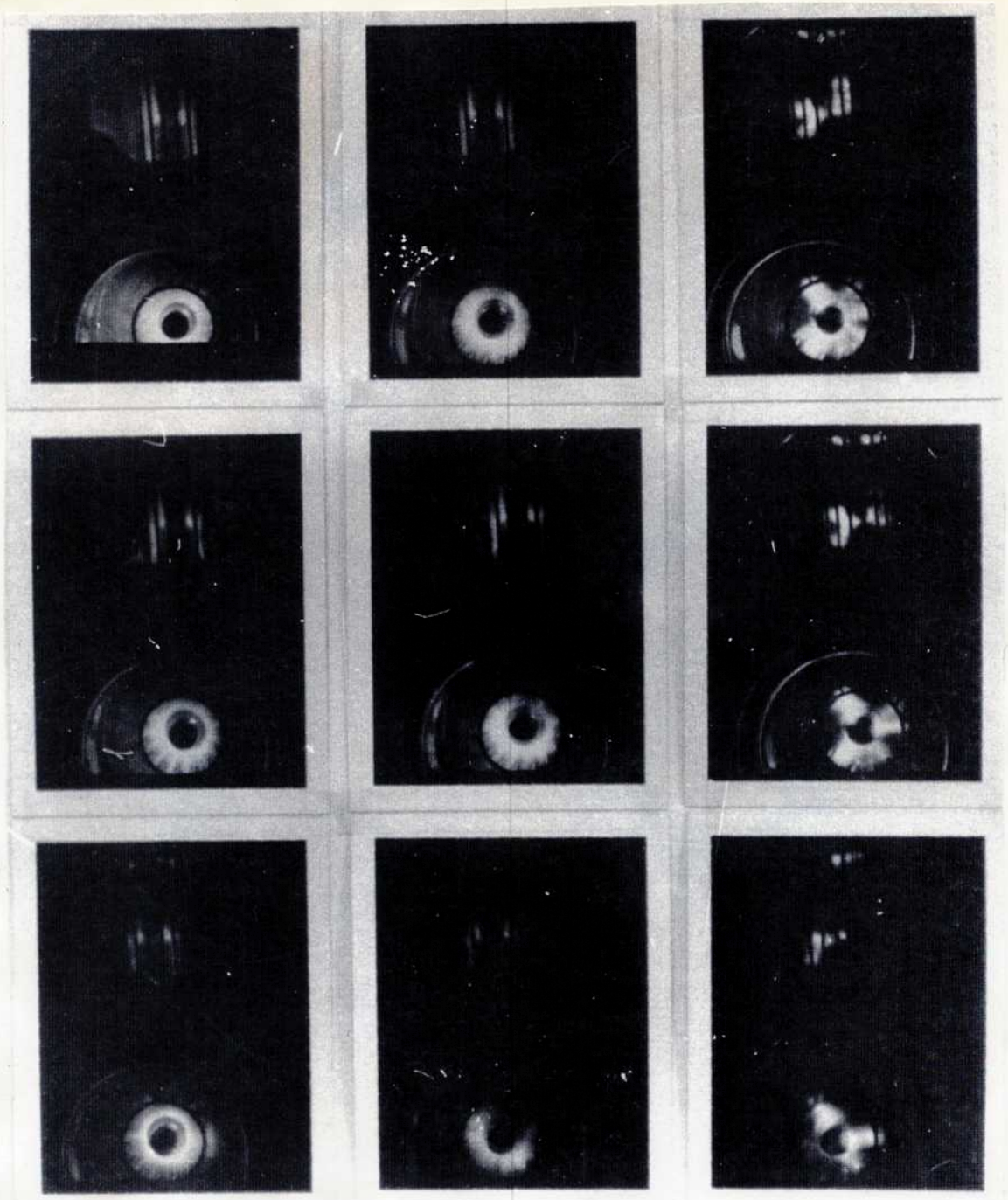


Fig. 5.1: Ubicación espacial de la descarga para los experimentos realizados en la referencia A. Las fotografías corresponden a tensión decreciente de arriba hacia abajo (25 kV, 20 kV y 15 kV) y a presiones crecientes de izquierda a derecha(~ 0.1 mbar, ~1.0 mbar y ~10 mbar).

Nótese que a alta presión (~ 10 mbar) la descarga tiene apariencia filamentosa y se produce no sólo radialmente frente al aislante, sino también en la punta de los electrodos; a baja presión ($\tilde{<}$ 1 mbar) se observa que la descarga tiene apariencia difusa. Es de notar que, al variar la energía almacenada en el capacitor un factor ~3, no se observan diferencias significativas en la morfología de la descarga.

En la figura 5.2 se presentan fotografías de la descarga para el juego de electrodos de la referencia B y C. Las fotos superiores corresponden a una capacidad del banco de 26 nF (ref. B) y las inferiores a 1000 nF (ref. C), en ambos casos la tensión de trabajo fue de 17 kV.

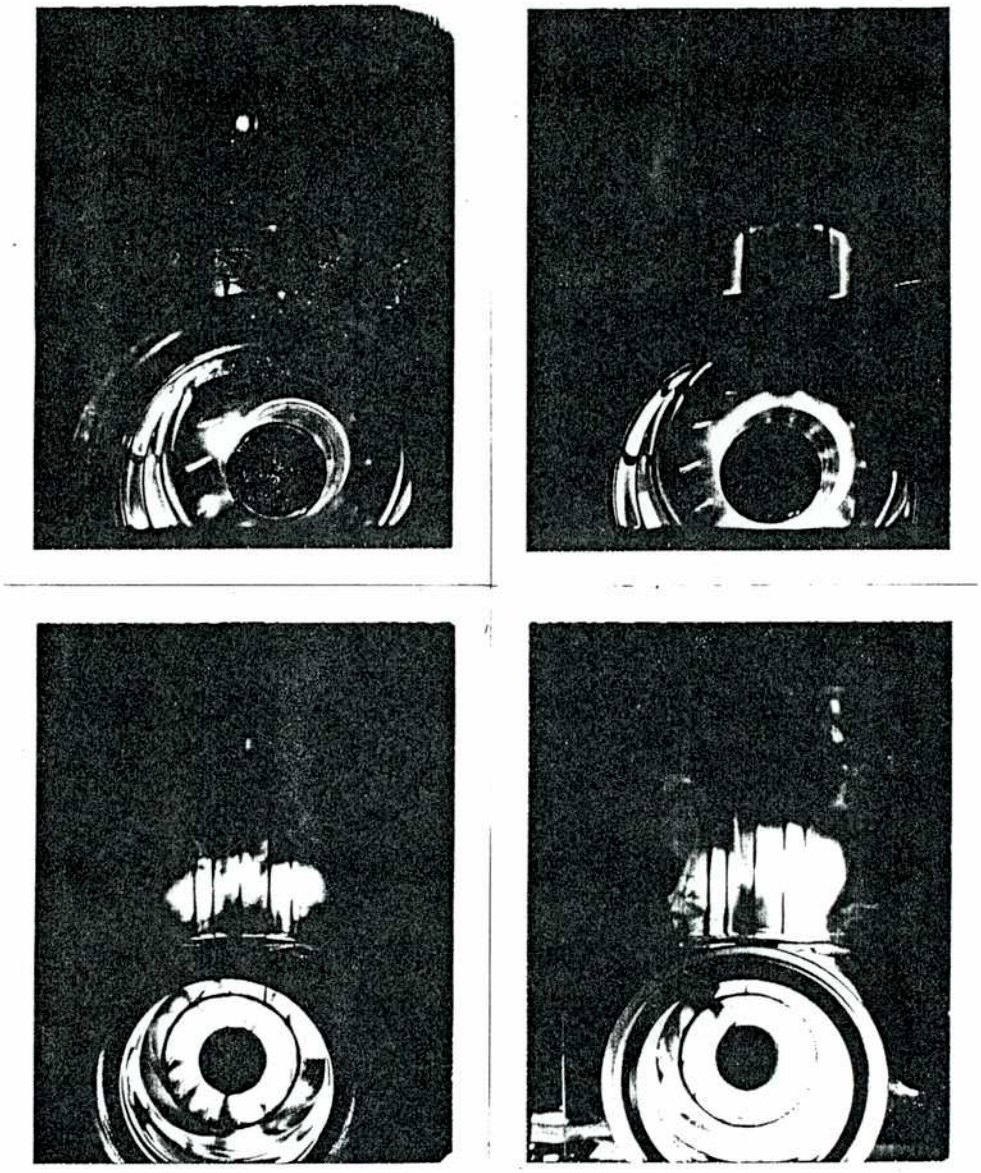


Figura 5.2: Ubicación de la zona luminosa de la descarga para las configuraciones utilizadas en la referencia B (superiores) y la referencia C (inferiores). La tensión de trabajo en ambos casos fue de 17 kV, y las presiones son: para las fotografías superiores 10 mbar (izquierda) y 1.5 mbar (derecha); para las inferiores 15 mbar (izquierda) y 5 mbar (derecha).

Las fotografías superiores, muestran que las características de la decarga son similares a las de la figura 5.1; difusa a "baja" presión y filamentosa en alta presión. En el caso de las

fotografías inferiores, la zona luminosa de la descarga sale por fuera del volumen de los electrodos, lo cual indica la existencia de movimiento de la lámina (ver discusión sobre el tiempo de despegue en el Capítulo 6).

En la figura 5.3 se presentan fotografías de la descarga para el juego de electrodos de la referencia D.

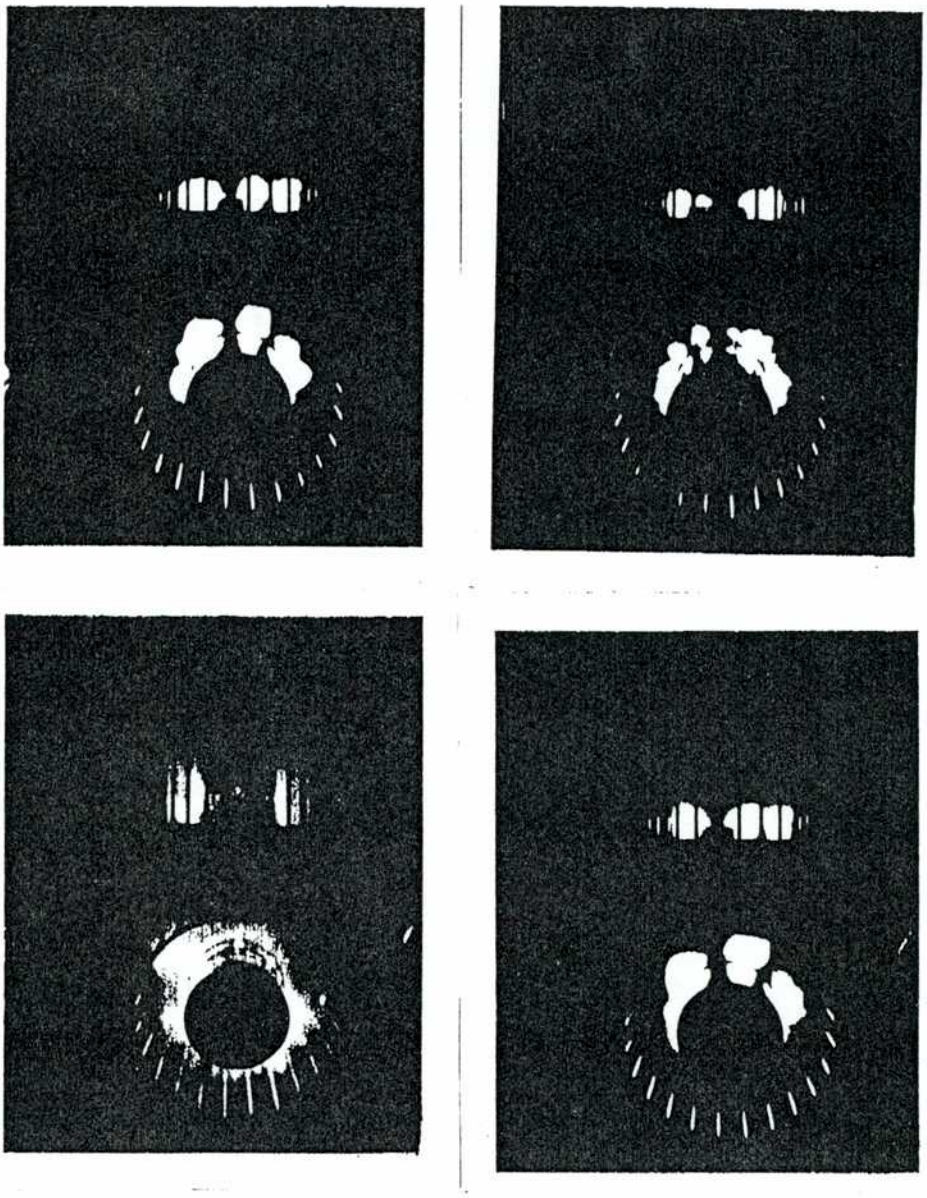


Fig. 5.3: Localización de la zona luminosa de la descarga en el juego de electrodos de la referencia D. La tensión de operación del equipo es de 16 kV y las presiones son (de izquierda a derecha y de arriba a abajo) 20 mbar, 10 mbar, 7 mbar, 0.1 mbar.

En este caso la descarga se forma siempre en las cercanías del aislante (no radialmente), y en alta presión no se observa descarga en el extremo abierto de los electrodos.

La fotografía 5.4 muestra la ubicación de la zona luminosa de la descarga para el equipo de esta Tesis. La tensión de operación del equipo en este caso fue de 15 kV y las presiones que se muestran son 20 mbar, 10 mbar, 7 mbar y 0.1 mbar.

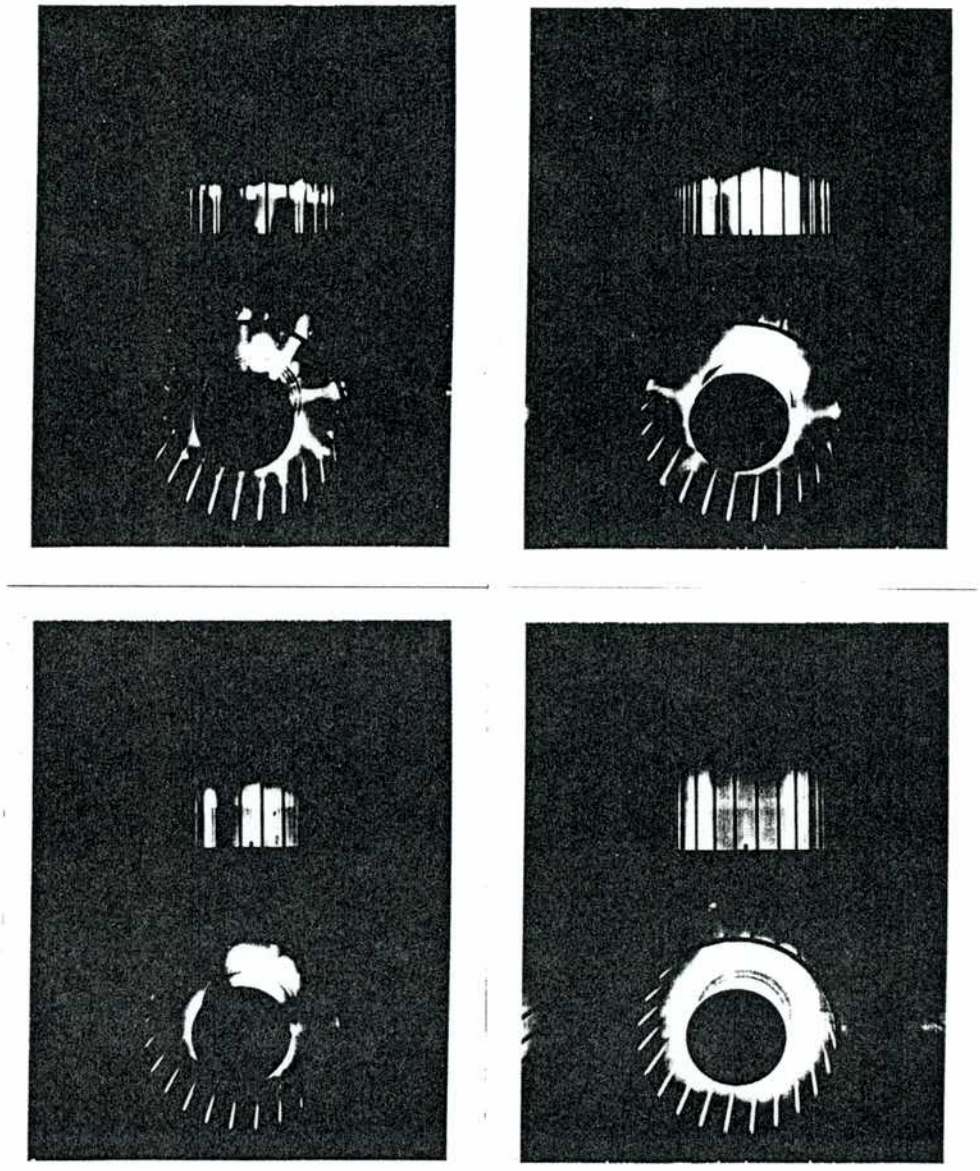


Fig 5.4: Ubicación espacial de la zona luminosa de la descarga para el equipo utilizado en esta Tesis. La tensión de operación fue de 15 kV y las fotografías corresponden a las presiones de 20 mbar, 10 mbar, 7 mbar y 0.1 mbar (de izquierda a derecha y de arriba hacia abajo).

De la observación de las fotografías surge que en alta presión la descarga no se produce en el extremo abierto de los electrodos, pero que a diferencia de las fotografías de la

figura 5.3, se produce también una descarga radial entre los electrodos justo en el frente del aislante.

5.2.2. Ubicación de la descarga en régimen estático y tensión de ruptura del juego de electrodos

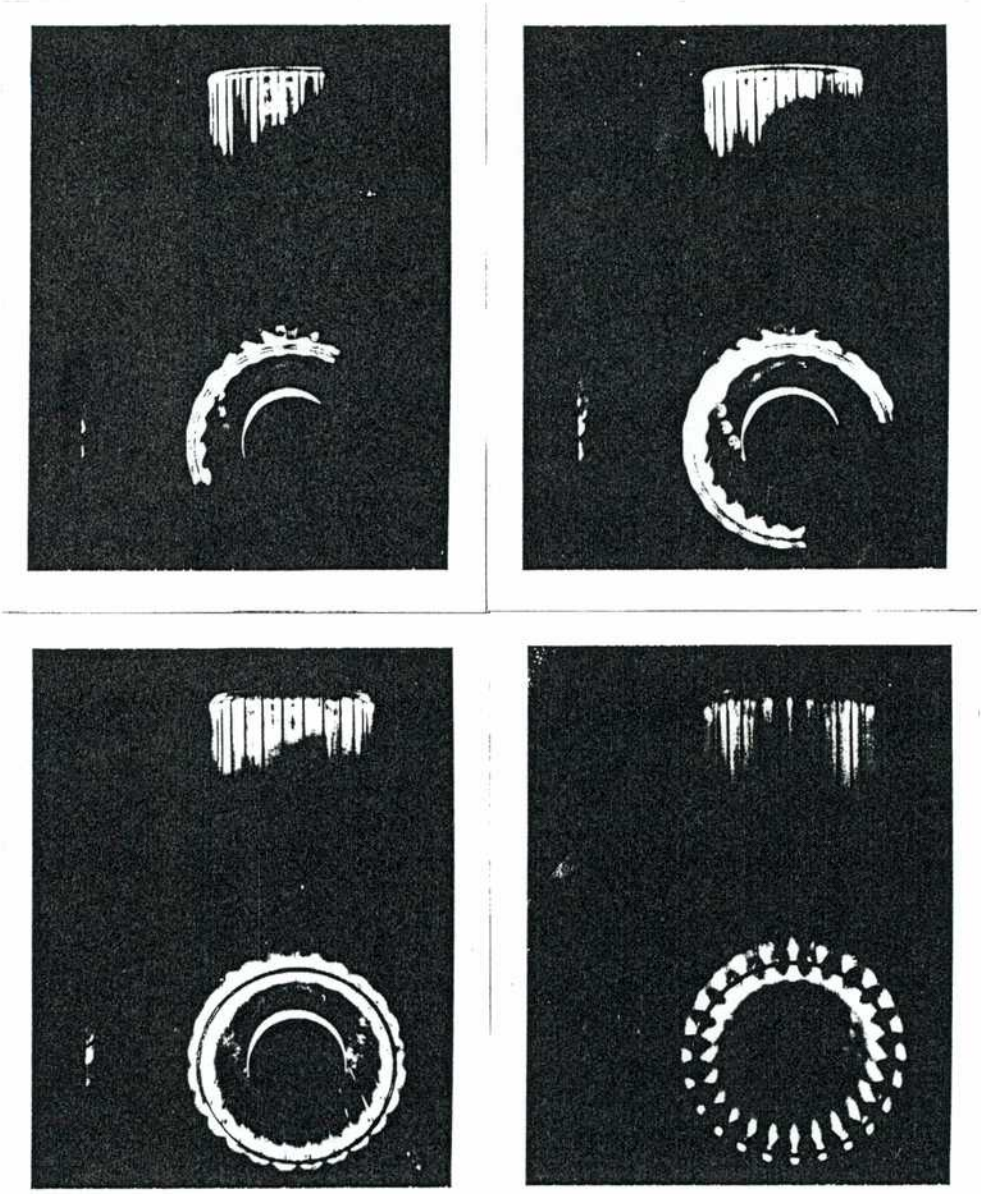
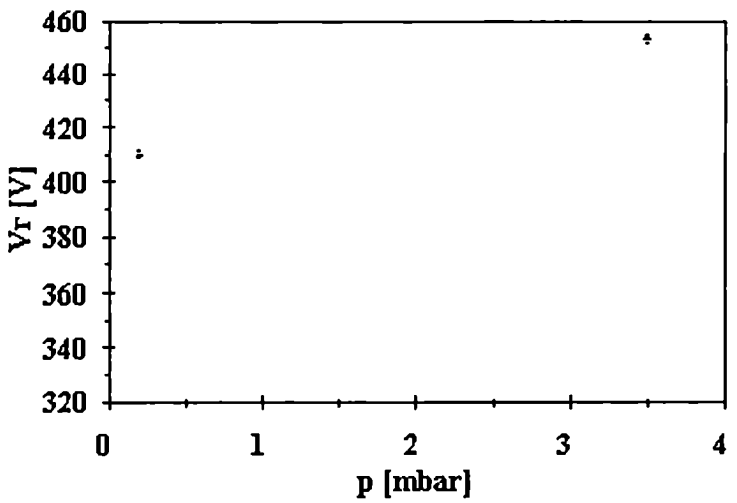


Fig. 5.5 Ubicación de la zona luminosa de la descarga en régimen estático para las presiones (de izquierda a derecha y de arriba hacia abajo) 4 mbar, 1 mbar, 0.5 mbar, 0.1 mbar.

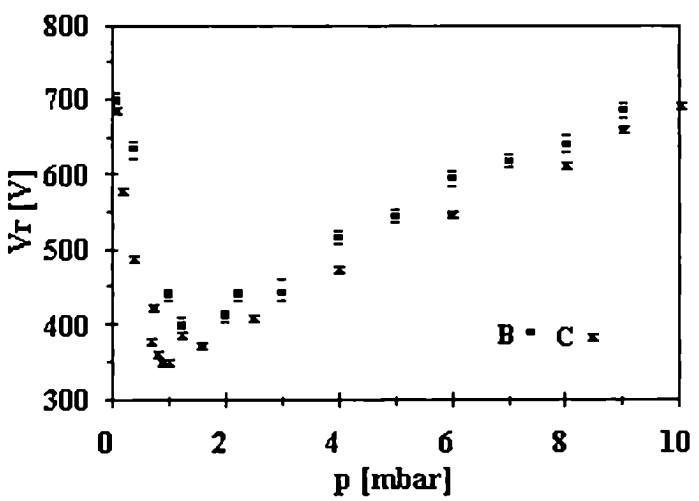
Las fotografías de la figura 5.5 muestran la localización y el aspecto de la descarga en régimen estático para el juego de electrodos utilizado para las mediciones. Las fotografías corresponden a las presiones de 4 mbar, 2 mbar, 1 mbar y 0.1 mbar. Se observa que la

morfología es completamente diferente a la del caso pulsado (ver figura 5.4). En efecto, en este régimen la descarga ocupa un gran volumen, rodeando el electrodo externo completamente, en baja presión < 1 mbar y para presiones más altas la descarga se concentra de manera asimétrica siendo brillante la zona que se encuentra en las cercanías del cátodo.

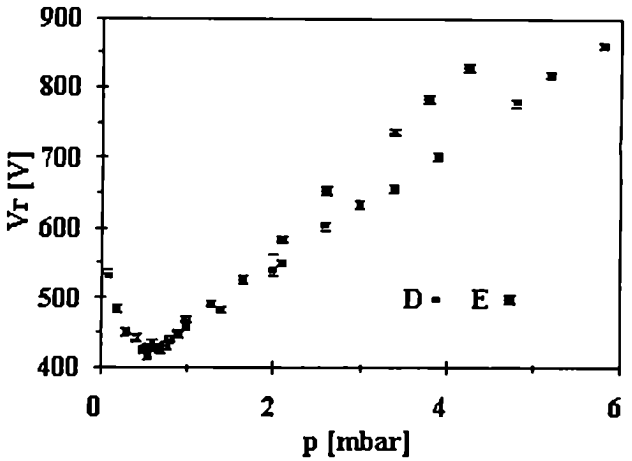
En la figura 5.6 se presentan los gráficos correspondientes a la tensión de ruptura dieléctrica (Vr) para los distintos juegos de electrodos tratados en esta Tesis. Estas curvas son semejantes a las curvas de Paschen (en ellas, la distancia no es fija).



a)



b)



c)

Fig. 5.6: Tensión de ruptura dieléctrica del gas interelectródico (Vr) en función de la presión de llenado de la cámara para el Deuterio, a) referencia A. b) referencias B y C y c) referencias D y E.

Obsérvese que salvo para los electrodos de gran diámetro casos D y E, el mínimo se encuentra aproximadamente para la presión de 1 mbar; pero si tenemos en cuenta que la longitud característica de los electrodos grandes respecto a los chicos es un factor ~ 2 se tiene que en ambos casos el mínimo ocurre para un valor de pd ~ 1 mbar cm, que coincide con el valor esperado para el Deuterio).

5.2.3. Señales eléctricas

En la figura 5.7 se presentan las trazas oscilográficas digitalizadas de las señales provenientes del divisor resistivo (V(t)) y la bobina de Rogowski ($\dot{I}(t)$) para los equipos tratados en esta Tesis.

Las trazas presentadas en la figura 5.7 a)-c) se obtuvieron a partir de la digitalización de la fotografía del retículo del osciloscópio con el procedimiento ya descripto en el Capítulo 4. Las trazas mostradas en la figura 5.7 d) fueron directamente adquiridas con el digitalizador Tektronix TDS 540. Cada traza de esa figura es el resultado de promediar 10 disparos.

Las fotografías 5.7 c) y 5.7 d) muestran marcadas oscilaciones tanto en las señales provenientes del divisor (traza inicialmente creciente) como en las señales de la bobina de

Rogowski (traza inicialmente decreciente); estas oscilaciones serán objeto de una discusión en el Capítulos 6.

En las figuras 5.7 a)-c)se observa que desde el crecimiento abrupto de la señal del divisor resistivo hasta que cae bruscamente pasa un cierto tiempo; este intervalo es el que se define como retraso de ruptura. Nótese que este retraso es función de la presión, y que durante él no hay circulación apreciable de corriente por el circuito. También obsérvese que el crecimiento de la derivada temporal de la corriente eléctrica coincide con la caída del potencial entre los electrodos. es entonces este instante el que marca el cierre del circuito.

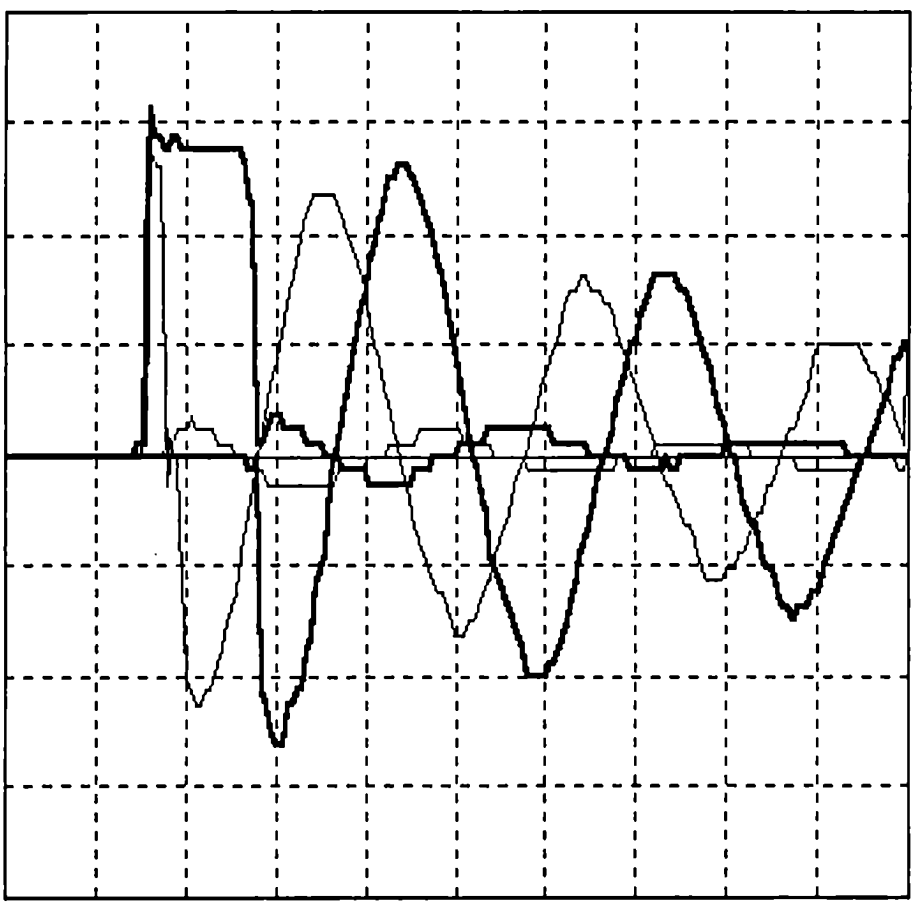


Fig. 5.7 a): Trazas digitalizadas de la tensión y derivada temporal de la corriente de la referencia A. La tensión de operación del equipo fue de ~15 kV, las presiones 1 mbar (trazo grueso) y 4 mbar Trazo fino). Las escalas son Horizontal 200 ns/div Vertical para $V(t)$ 5 kV/div y para $\dot{I}(t)$ 40 (kA/μs)/div.

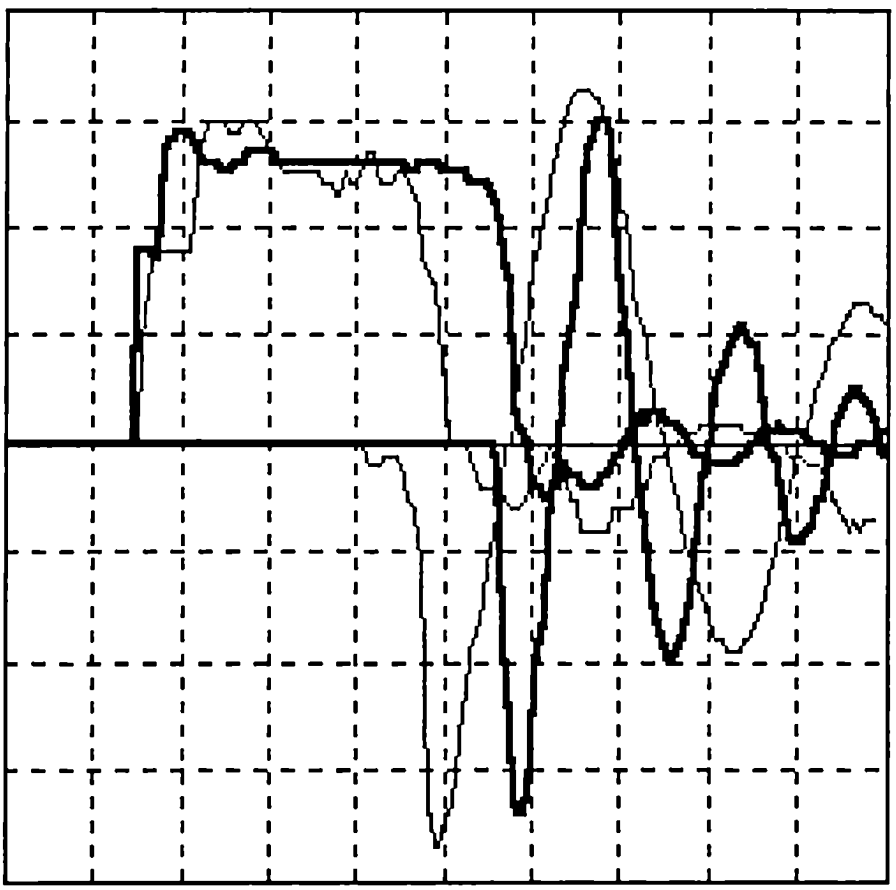


Fig. 5.7 b): Ídem 5.7 a) para la referencia B. Tensión de trabajo 17 kV, presiones 0.1 mbar (trazo grueso) y 0.2 mbar (trazo fino). La escala Horizontal es de 200 ns/div, la Vertical para $V(t)$ de 6.8 kV/div y para $\dot{I}(t)$ 60 (kA/μs)/div.

Obsérvese en la traza del divisor resistivo de la figura 5.7 b) que su crecimiento no es abrupto como en el caso anterior si no que presenta una "meseta" de ~ 12 kV, lo cual hace que la tensión sobre los electrodos llegue a su valor máximo en un tiempo mayor. Es para destacar en este caso que el comportamiento de la señal del divisor una vez que cerró el circuito presenta un mínimo relativo negativo en coincidencia con el máximo de la corriente (cero de su derivada).

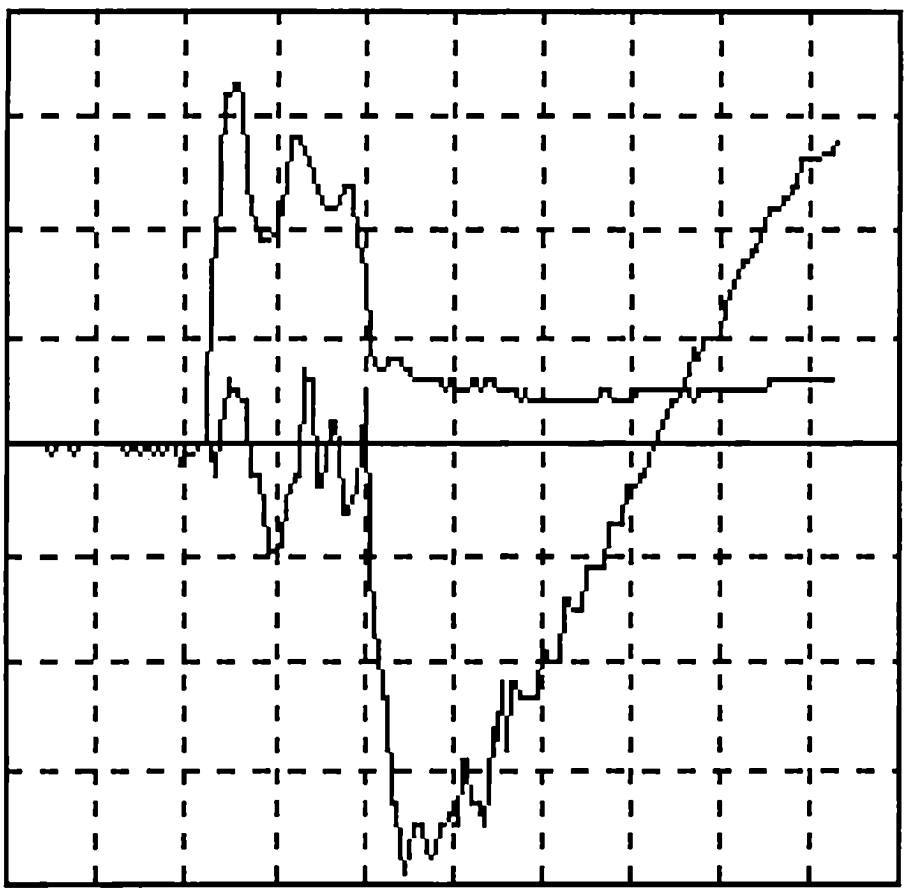


Fig. 5.7 c): Ídem anterior para la referencia D. Tensión de trabajo 17 kV, presión 0.3 mbar. Escala Horizontal 200 ns/div, escala Vertical para V(t) 6.5 kV/div escala Vertical para $\dot{I}(t)$ 30 (kA/μs)/div.

En esta figura se observan oscilaciones de alta frecuencia que aparecen tanto en la señal del divisor resistivo como en la proveniente de la bobina de Rogowski, tanto antes del cierre del circuito (retraso de ruptura) como después que este ocurre. También nótese que la tensión máxima del divisor resistivo, es mayor que la de carga del banco. En el capítulo siguiente se hará una discusión del estos fenómenos.

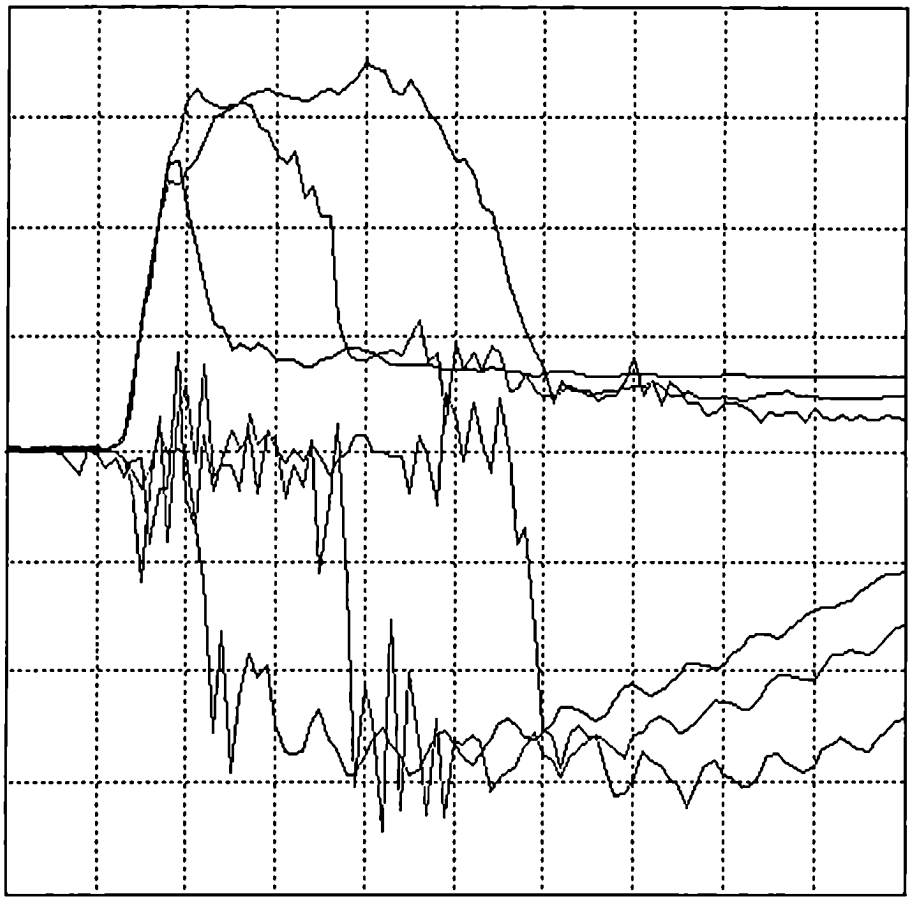


Fig. 5.7: d): Ídem anterior para esta Tesis. La tensión de trabajo fue en este caso de 15 kV, la presiones corresponden a 0.5 mbar, 1.3 mbar y 5 mbar (de mayor a menor retraso). La escala Horizontal es de 50 ns/div, la Vertical para V(t) de 5 kV/div y para $\dot{I}(t)$ de 70 (kA/μs)/div.

En esta figura se puede observar como al aumentar la presión se reduce el retraso de ruptura, hasta incluso, en el caso de 5 mbar, la ruptura se produce en el flanco de subida de V(t). También se pueden ver con más detalle las oscilaciones de alta frecuencia que se comentaron en la figura 5.7 c).

5.2.3.1. Retrasos de ruptura dieléctrica

En la figura 5.8 se presentan los retrasos de ruptura ($\Delta\tau$) medidos en función de la presión de llenado de Deuterio. En la figura 5.8 a) se agrupan los de la referencia A, en la figura 5.8 b) los de la referencia B y en la figura 5.8 c) los de la referencia C.

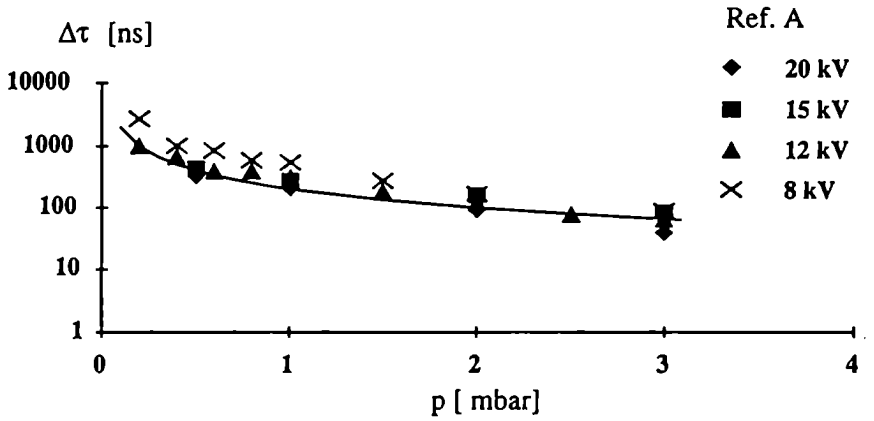


Fig. 5.8 a) Retrasos de ruptura dieléctrica en función de la presión para las tensiones que se estudiaron en la referencia A.

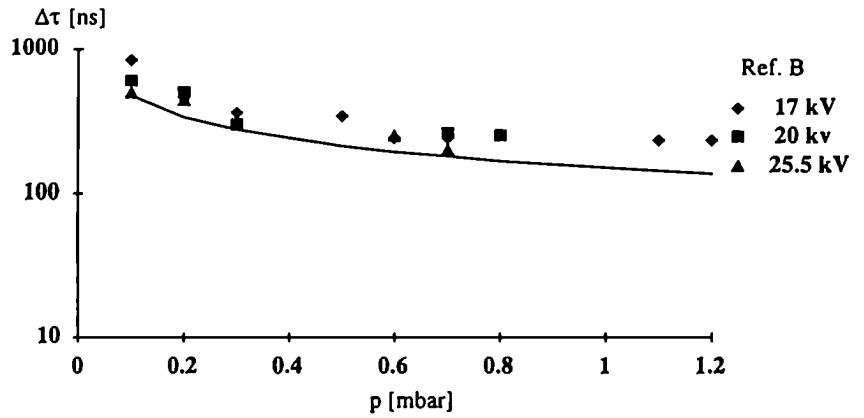


Fig. 5.8 b) Ídem anterior para la referencia B

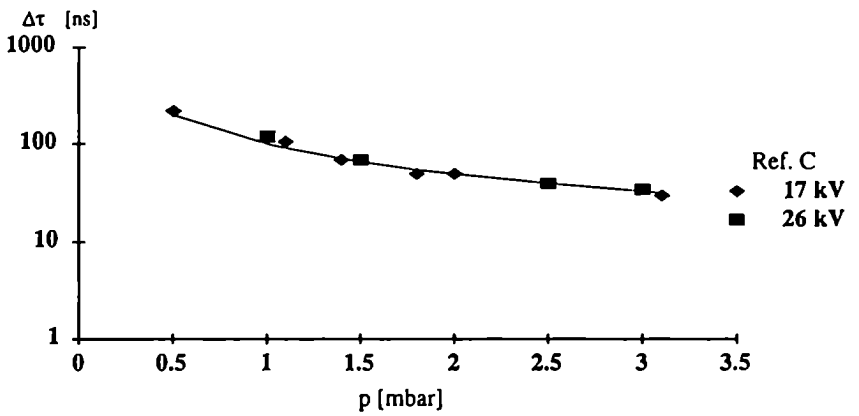


Fig. 5.8 c) Ídem anterior para la referencia C

Las líneas continuas en los gráficos representan la relación $\Delta\tau = a\ p^{-b}$, con $a = 150$ y $b = 1$ en la figura 5.8 a), $a = 200$ y $b = 0.5$ en la figura 5.8 b) y $a = 100$ y $b = 1$ en 5.8 c).

Capítulo 6

Análisis de los resultados

6.1. Descripción microscópica de la descarga

El proceso de ruptura dieléctrica del gas entre los electrodos coaxiales de los equipos Plasma Focus (y en general entre cualquier tipo de electrodos) comienza con la aceleración de los electrones libres presentes en el seno del gas. Se ha mencionado en algunos trabajos que los electrones que generan la ruptura son emitidos del cátodo por el intenso campo eléctrico que existe en sus inmediaciones (Sadowski 1991); sin embargo, esto es muy dudoso. En efecto, para que se produzca emisión de electrones por este efecto (*"field emission"*), es necesario que el valor del campo eléctrico sea superior a los 10^3 kV/cm (Chatterton 1978), y este valor no se alcanza en los equipos convencionales. Estos electrones "semilla" son los producidos por procesos naturales (rayos cósmicos, elementos naturales radioactivos, etc.) y su densidad se estima en el orden de 100 a 500 electrones cm^{-3} (Grey Morgan 1978).

La energía que adquieren los electrones en su movimiento hacia el ánodo la pueden perder en colisiones inelásticas con las moléculas y/o átomos del gas. Si bien no es el objetivo de esta Tesis describir y evaluar los pesos relativos de los procesos colisionales que ocurren en el gas (Hidrógeno) se puede decir que en una primera etapa, las colisiones e-molécula dan lugar, por caminos no directos, a la formación de iones moleculares (H_2^+, H_3^+ por ejemplo) y el posterior choque de éstos con los electrones producirán átomos neutros, (que serán excitados e ionizados en etapas posteriores), y nuevos electrones. Inicialmente cuando la frecuencia de choque entre los electrones y las especies neutras es mucho mayor que la frecuencia de colisiones de los electrones entre sí (debido a su baja densidad), la energía que adquieren del campo eléctrico no se equiparte; no pudiéndose definir estrictamente una temperatura electrónica.

Experimentalmente se observa que la ruptura dieléctrica de un gas siempre esta precedido por un "tiempo de espera" conocido en la literatura como retraso de ruptura dieléctrica. Este tiempo está formado por dos partes bien definidas; el tiempo de iniciación o tiempo estadístico y el tiempo de formación.

El período de tiempo que transcurre desde que el pulso de tensión aplicado a los electrodos supera el valor de la tensión de ruptura del gas hasta la aparición de un electrón que inicie el proceso de ruptura dieléctrica se conoce con el nombre de retraso estadístico. Esa "aparición de electrón que genere la ruptura dieléctrica" no se debe entender en el sentido que aparezca físicamente un electrón en el seno del gas (ya se ha dicho que existe un grado de ionización "natural") sino que la avalancha que genere termine por unir los dos electrodos. Por ejemplo, si la avalancha comienza cerca del ánodo, debe existir algún mecanismo para que la ionización recorra el camino hacia el cátodo, y evidentemente este mecanismo no puede involucrar electrones de la misma avalancha. Si bien los iones formados se mueven en la dirección correcta, la sección eficaz de ionización de esta especie es despreciable para la energía que tienen (Javen *et al* 1987), por lo tanto, la avalancha formada no producirá la ruptura. Este tiempo es de naturaleza estadística.

El tiempo de formación, en cambio, es el tiempo que transcurre desde el final del retraso estadístico hasta que ocurre la ruptura dieléctrica del gas interelectródico (caracterizada por el colapso de la tensión entre los electrodos) y es del orden del tiempo de transito de un electrón en el espacio interelectródico (Kunhardt 1982).

Experimentalmente se comprueba que cuando se realizan experimentos entre electrodos altamente sobretensionados, como es el caso de una descarga Plasma Focus, el tiempo de formación es muy pequeño pudiendo ser, en algunos casos, menor que un nanosegundo, por lo tanto en el caso de las descargas Plasma Focus lo que se observa es el retraso estadístico; como ya fue observado por Bruzzone *et al* 1988 y Vieytes 1989.

La evolución espacio temporal de la descarga, en los primeros instantes, esta determinada por el valor del campo eléctrico reducido $E(r,t)/N(r,t)$; donde N es la densidad de neutros. Mientras que la densidad espacial de carga desarrollada en el espacio interelectródico, no modifique localmente el campo eléctrico externo, éste se podrá escribir como:

$$E(r,t) = V(t)\,F(r)$$

donde $F(r)$ está determinada por la geometría electrodo-aislante y el material con que está construido este último. Esta distribución es independiente de la presión inicial, por lo tanto,

cambios en la presión sólo pueden cambiar globalmente la tasa de los procesos colisionales, pero no la distribución espacial de la ionización inicial.

Como se dijo al principio de este capítulo, los electrones semilla son los presentes en el gas antes de aplicar el pulso de tensión a los electrodos; y su distribución puede considerarse uniforme. Con este estado inicial, la distribución espacial de la ionización evolucionará más rápidamente en aquellos lugares donde sea más intenso el campo eléctrico, cabe esperar entonces que las inhomogeneidades en la distribución inicial de la ionización se encuentren en las zonas donde el campo eléctrico sea más intenso. En la geometría Plasma Focus, estos lugares son (ver figura 6.1): sobre la superficie del aislante (debido al efecto punta del cátodo), en el espacio radial entre los electrodos frente al aislante (debido a la intensificación dieléctrica) y en el extremo abierto de los electrodos (debido al efecto de borde).

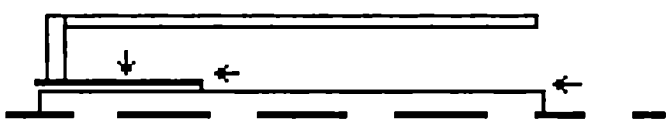


Fig. 6.1: Zonas donde se espera el mayor aumento del grado de ionización al comienzo de la descarga.

Cabe esperar entonces que las zonas luminosas de la descarga se encuentren en las zonas comentadas anteriormente, y de hecho esto es lo que muestran las fotografías presentadas en el Capítulo 5.

Cuando el número de electrones en la cabeza de una avalancha alcanza el valor de 10^8 el campo eléctrico generado por la distribución espacial de la descarga se hace comparable con el campo eléctrico externo (Dutton 1978). En estas circunstancias ocurre la transición del estado de avalancha a "*streamer*" que rápidamente (pocos nanosegundos) produce un canal muy debilmente ionizado que une los electrodos. La evolución posterior es muy difícil de predecir, pues por una parte es probable que en una geometría coaxial se formen más o menos simultáneamente varios "*streamers*" separados, y por otra, pueden seguir formándose a continuación porque su resistencia es tan elevada que no produce una apreciable caída en la

tensión aplicada (y por lo tanto en el valor del campo eléctrico reducido en otras zonas). Como resultado de este proceso, es de esperar que se formen varios canales que puedan expandirse y unirse con sus vecinos; y si la distribución de estos a lo largo de la circunferencia del aislante (o zona inicial) es lo bastante densa puede generarse un plasma uniforme azimutalmente.

Cuando la densidad electrónica alcanza el valor de 10^{13} cm^{-3}, el tiempo de equipartición de la energía entre electrones es del orden de 1 ns (para energías de pocos eV), menor que cualquier tiempo asociado con el ingreso de potencia en el equipo (y mucho menor que los tiempos de transferencia de energía a las especies pesadas). Esto hace que se produzca un cambio en el régimen de ionización; la energía ganada del campo eléctrico es ahora equidistribuida entre los electrones (debido a la alta frecuencia de colisión electrón-electrón).

La termalización electrónica hace que por un lado la ionización se produzca por electrones "térmicos" más que por electrones acelerados, y por otro que se pueda considerar al conjunto de los electrones como un fluido a una cierta temperatura T_e. Este hecho simplifica considerablemente la descripción del fenómeno. Debido a que en cualquier situación práctica, la energía que ingresa en el equipo se consume (casi en su totalidad) en ionizar y excitar la temperatura electrónica permanece anclada en un valor del orden de pocos electronvoltios. Se debe notar que cuando esto ocurre, el grado de ionización en la zona donde se está disipando la energía es menor que el 1% aún operando a bajas presiones (la densidad de átomos a 0.1 mbar es ~ 5 10^{15} cm^{-3})

6.2. Descripción Macroscópica de la descarga.

El comportamiento macroscópico de la descarga se pone de manifiesto por la evolución temporal de las señales eléctricas y las zonas por donde circula la corriente, que en este trabajo se supone son las de máxima emisión de luz. A continuación se relacionaran las señales provenientes del divisor resistivo y la bobina de Rogowski con los fenómenos que ocurren en el circuito de descarga incluyendo el cañón.

6.2.1. Análisis de las señales del divisor resistivo y la bobina de Rogowski

Para describir el comportamiento macroscópico de la descarga (señales eléctricas en su etapa inicial) es conveniente hacer uso del "circuito equivalente" para un PF que se muestra en la figura 6.2, el cual posee dos llaves en serie, la primera SG es el *spark gap* (llave rápida) externo, la segunda representa el proceso de ruptura dieléctrica del cañón.

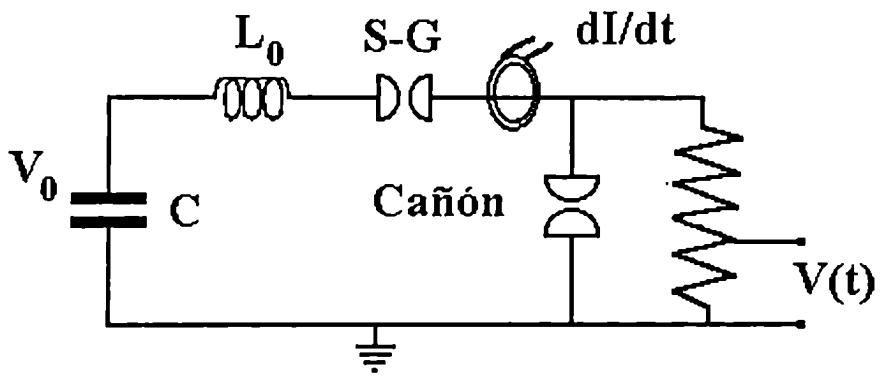


Fig. 6.2: Esquema para el circuito equivalente de una descarga Plasma Focus en la etapa de ruptura dieléctrica.

Como estas dos llaves están en serie, la condición para que comience a circular corriente de manera importante por el circuito es que ambas llaves cierren. En cada una de las llaves ocurre un proceso de ruptura dieléctrica, aunque sus características son completamente distintas. En efecto, la ruptura que ocurre en el *spark gap*, se lleva a cabo en un gas a alta presión (una o más atmósferas) y es iniciada (generalmente) por un medio externo (descarga auxiliar o distorsión de campo); en cambio en el cañón la descarga se desarrolla en un gas a baja presión (del orden de los milibares) en condiciones de alta sobretensión y en general no hay ningún estímulo externo para que comience la descarga.

6.2.1.1. Descripción del fenómeno durante el retaso de ruptura dieléctrica

Antes de que el *spark gap* comience a cerrar la tensión en el cañón es cero, gracias al divisor resistivo colocado en paralelo (ver figura 6.2). El crecimiento inicial de las señales de $V(t)$ (ver figura 5.7) se debe a la caída de tensión que ocurre en el *spark gap* y es una suerte de

imagen especular de ésta. El ritmo de crecimiento de la señal del divisor resistiva, está determinado por los parámetros eléctricos del circuito de descarga y por los procesos que ocurren en la llave externa. Para los casos estudiados (figuras 5.7 a), c), d) esto ocurre en tiempos que van desde 20 ns hasta 40 ns. En el caso de la figura 5.7 b), se registra un crecimiento hasta un valor cercano a los ~12 kV (en el rango de tensiones estudiado independiente de la tensión de carga del banco) en aproximadamente 20 ns, manteniéndose en una meseta por 50 ns para luego crecer hasta la tensión máxima en otros 20 ns. Este tipo particular de cierre parecería corresponder a una etapa de *glow* en el spark gap (Doran & Meyer 1967), que se produce durante la transición del gas interelectródico desde un estado aislante (con una conductividad 10^{18} Si) a un estado tal que la conductividad cayó a valores del orden de 10^3 Si, y que para las características geométricas de la llave implica una impedancia resistiva es orden de las decenas de ohm.

La evolución posterior de la tensión sobre el cañón depende por un lado de los procesos microscópicos que ocurren en éste y por otro de las características del circuito de descarga. En efecto, hasta que se produzca su cierre, el cañón se comporta como un capacitor (con un valor del C_c ~ 250 pF) y, si el tiempo que tardó la llave rápida en llegar a su estado "semiconductor" es suficientemente corto, se producirán oscilaciones con una frecuencia característica ~ $\sqrt{L_0 C_c}$; (ver figura 5.7 c) y d)) que se amortiguan con la resistencia que tiene la llave rápida en esos momento. En el caso en que la conexión entre la culata y la llave rápida se realiza mediante líneas de transmisión, la amplitud de las oscilaciones observadas aumenta y aparecen también componentes de más alta frecuencia (ver figura 5.7 c) y d)) que pueden ser evaluadas siguiendo el método descripto por Bruzzone *et al* 1990b. En las otras configuraciones estudiadas, por ser el mismo electrodo interno uno de los electrodos de la llave rápida, las oscilaciones son de tan alta frecuencia que no son detectadas por los medidores

El hecho que la bobina de Rogowski no registre circulación importante de corriente durante el retraso de ruptura (figuras 5.7 a) y b)) indica que aún la segunda llave está abierta, esto es que la impedancia del cañón es mucho mayor que la del resto del circuito. Con todo en

los casos c) y d) se observan oscilaciones en las señales de la bobina de Rogowski de pequeña amplitud de características similares a las detectadas por el divisor; y que son debidas a la corriente que circula durante la carga de las capacidades parásitas del circuito (culata y lineas).

6.2.1.2. Durante el cierre del circuito y evolución posterior.

La caída de la señal de $V(t)$ y el correspondiente crecimiento de $\dot{I}(t)$ tienen lugar durante tiempos muy cortos (pocas decenas de nanosegundos) y este fenómeno implica que la impedancia del cañón (esencialmente resistiva en estos momentos) cae por debajo de la impedancia del circuito externo Z_D que vale~ $\sqrt{L_0 / C_d}$. En los experimentos presentados en esta Tesis el valor de Z_D es ~ 0.3 Ω, mientras que en los equipos convencionales es tipicamente menor que 0.1 Ω y en los equipos de alta energía (~ MJ) este valor es menor que 0.01 Ω.

Es en estos momentos cuando se dice que el circuito cerró y la descarga comienza; la corriente está regida por el circuito externo y el rápido cambio de la impedancia del cañón provoca la aparición de nuevas oscilaciones de alta frecuencia que se ven montadas en las señales de V(t) y $\dot{I}(t)$ (siendo más notables en esta última señal ver figura 5.7 c) d)) y que se amortiguan con la resistencia del circuito que disminuyó a valores por debajo de 0.1 Ω.

Es interesante estimar la resistencia del cañón en estos momentos. Para ello se supondrá que la lámina de corriente se forma a lo largo del aislante, teniendo un espesor Δ (menor que el radio del aislante). La resistencia (R_{la}) de la lámina se puede aproximar por:

$$R_{la} = d / (2\pi r_a \sigma \Delta) \tag{6.1}$$

donde la conductividad eléctrica del plasma de Deuterio σ puede expresarse teniendo en cuenta las colisiones e-neutro mediante la expresión:

$$\sigma[\mathrm{Si}] \approx \frac{2700}{T_e^{-3/2} + 0.015\, T_e^{1/2}\, n_0 / n} \qquad T_e \text{ en eV}$$

donde n_0 es la densidad de neutros, n y T_e la densidad y temperatura electrónica respectivamente. El cambio de la resistencia durante el tiempo de cierre del circuito en al

menos un orden de magnitud, sólo puede deberse a cambios en σ (cambios en Δ en tiempos tan cortos son despreciables). A su vez, σ puede cambiar sólo por el incremento del grado de ionización n/n_0, ya que la temperatura se mantiene fija. De la forma funcional de σ se ve que la contribución de las colisiones e-neutro (el segundo término del denominador) es relevante sólo cuando n/n_0 es menor que 0.01. Luego, al final de la caída de $V(t)$ se debe esperar que la lámina de corriente tenga un grado de ionización no mayor al 1%.

Esto es consistente con la estimación de σ que se obtiene a partir de los valores de impedancia. Cuando cierra el cañón la resistencia de la lámina debe ser $R_{la} < Z_D$; y podemos estimar a partir de este hecho σ. Los valores de Δ pueden estimarse de las fotografías de la lámina de corriente, siendo un valor razonable 0.5 cm. Utilizando un valor típico para $d/r_a \sim 1.5$, se tiene que $\sigma \sim 500 \div 1000$ Si (1 Si $\equiv (\Omega\ \mathrm{m})^{-1}$), que corresponde a un grado de ionización menor que 1%, lo que confirma la interpretación del estado de la descarga.

El retraso de ruptura ($\Delta\tau$) en el cual no circula corriente apreciable por el circuito, puede ajustarse por una ley potencial del tipo $\Delta\tau$ [ns]= $a\ p[\mathrm{mbar}]^{-b}$ con a 100 ÷ 200 y $b \sim 1$ (salvo en el caso de los resultados de Bruzzone *et al* 1988 donde $b \sim 0.5$ ver figuras 5.8). Si el tiempo de subida de $V(t)$ es corto en comparación con el retraso $\Delta\tau$, entonces el valor máximo al cual llega la señal del divisor, será igual que la tensión de carga del banco (eventualmente mayor si existen oscilaciones, ver figura 5.7 c)); en caso contrario, el valor máximo de $V(t)$ será menor que la tensión de carga (ver figura 5.7 d) para $p = 5$ mbar). En general, la tensión entre los electrodos crece linealmente con el tiempo y como el retraso de ruptura es inversamente proporcional a la presión, se deduce que en estos casos el producto de la presión por la tensión máxima que alcanza el electrodo central será aproximadamente constante (Decker *et al* 1983, Kies 1986).

Una vez que cerró el circuito, la evolución temporal de las señales eléctricas está regida por el circuito externo. En el caso del equipo de simulación, las señales se comportan como las de un circuito RLC serie. La diferencia con el circuito RLC ideal se puede resumir como sigue:

i) para los casos de las trazas de la figura 5.7 c) y d), la existencia de oscilaciones de alta frecuencia ya comentadas.

ii) En todos los casos, el valor del semiperíodo de $\dot{I}(t)$ no se mantiene constante, si no que se va acortando; esto manifiesta la presencia de impedancias que varían en el tiempo pero relativamente poco en un período Bruzzone *et al* 1993.

Las señales del divisor que se presentan en la figura 5.7 b) deben ser objeto de un análisis espacial; en este caso se observa que esta señal no cae hasta un valor positivo y luego no oscila en forma amortiguada, como en los otros casos, sino que decrece hasta valores negativos para luego tener un máximo relativo (negativo) en coincidencia aproximada con el cruce por cero de la derivada temporal de la corriente. Este efecto resulta del tiempo de cierre finito del circuito y de la impedancia que presenta la descarga en el cañón luego del cierre.

6.2.2. Localización espacial de la descarga

6.2.2.1. En régimen estático

De la observación de las fotografías de la ubicación espacial de la zona luminosa de la descarga presentadas en el Capítulo 5 (figura 5.5) se observa que la descarga en alta presión se forma de manera asimétrica en la punta de los electrodos, con mayor luminosidad en las cercanías del electrodo externo (cátodo). Al disminuir la presión la descarga se modifica; por un lado se uniformiza axialmente aumentando su volumen y a rodear cada barra del electrodo externo, y por otro se vuelve más difusa.

6.2.2.2. En régimen pulsado

Los resultados referentes a la localización de la descarga, se pueden clasificar en dos grupos dependiendo de la relación (κ) entre la longitud libre del aislante y la separación entre electrodos. En los casos en que $\kappa < 1$ (Bruzzone *et al* 1990a) la descarga se forma sobre el aislante independientemente de la presión de trabajo ($0.1 < p < 15$ mbar) en cambio si $\kappa > 1$

(Bruzzone 1987, Bruzzone *et al* 1988, Vieytes 1989, esta Tesis) la descarga presenta varios regímenes cuyos límites dependen de la geometría de los electrodos. Esencialmente se puede decir que en un régimen de alta presión (RA) la zona luminosa de la descarga se produce sobre el aislante y radialmente entre los electrodos por delante de este; en un rango intermedio (RI) la descarga se presenta sólo a lo largo del aislante tomando un carácter difuso al disminuir la presión y por último en un rango de baja presión (RB) la descarga se presenta difusa ocupando un gran volumen sobre el aislante y tendiendo a ocupar todo el espacio interelectródico hacia el extremo libre del cañón cuando se disminuye aún más la presión.

Trabajando con el juego de electrodos de pequeño tamaño (Bruzzone 1987, Bruzzone *et al* 1988, Vieytes 1989) es posible observar que en el régimen de alta presión aparecen descargas radiales en el extremo abierto de los electrodos y que la descarga a lo largo del aislante disminuye su intensidad hasta dejar de ser detectada (RA'); por otra parte se encontró que trabajando con un intensificador de campo eléctrico (ICE) en el fondo de los electrodos el rango de presiones en el cual la descarga se produce sobre el aislante se ensancha (Vieytes 1989), sobre todo en su límite inferior. En la figura 6.3 se muestra un esquema de los diferentes regímenes y en la Tabla 6.I se dan los intervalos de presión donde éstos se presentan para cada juego de electrodo estudiado.

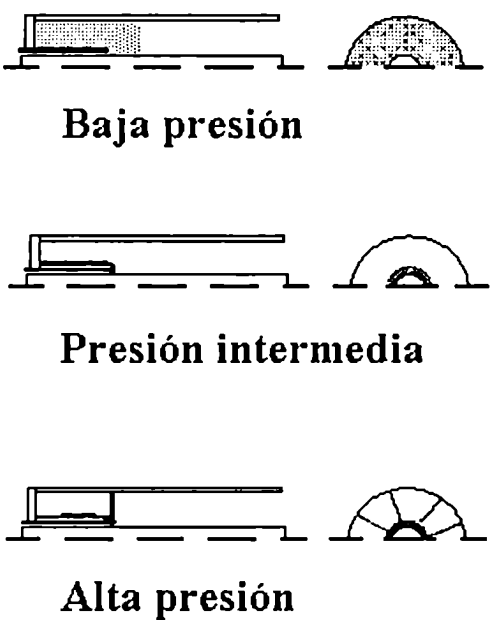


Fig. 6.3: Distintos regímenes en los cuales se presenta la zona luminosa de la descarga.

Trabajo	Alta	presión	Presión intermedia	Baja presión
	RA' [mbar]	RA [mbar]	RI [mbar]	RB [mbar]
Bruzzone 1987	>10		10-1	< 1
Bruzzone *et al* 1988	>5	5-2	2-0.7	<0.7
Vieytes 1989	>10	10-7	7-0.5	<.5
Bruzzone *et al* 1990	NOb	NOb	>1	<1
Esta Tesis	NOb	>5	5-2	<1

Tabla 6.I: Límite de los regímenes de presión en los cuales se presenta la descarga. NOb significa que ese régimen no fue observado; el resto de las notaciones se da en el texto.

En vista a lo expuesto se puede decir que las observaciones realizadas sobre la ubicación de la zona luminosa de la descarga realizada en régimen pulsado no presenta ninguna relación con la observada en régimen continuo. En particular, en el régimen continuo no se observó la descarga a lo largo del aislante para ninguna presión dentro del rango de presiones estudiado. Esto muestra que los mecanismos que dominan la evolución de la descarga son diferentes en ambos casos, como es de esperar debido a la gran diferencia en los valores de E/N en ambos casos (un factor > 50).

6.3. Aumento del grado de ionización

Al caer la tensión sobre los electrodos del cañón, los procesos que ocurren en el plasma que se encuentra en su interior son: el aumento del grado de ionización (y eventualmente el calentamiento del plasma), y el comienzo de la dinámica de la lámina de corriente.

Basándose en las descripciones realizadas hasta ahora del fenómeno de ruptura, se puede obtener mediante un modelos sencillo un parámetro relevante, que se llamará τ_i, al tiempo que tarda la lámina en llegar a un estado de ionización completa . Para evaluar este tiempo se supondrá que la lámina de corriente se forma a lo largo del aislante y con un espesor Δ menor que el radio de mismo (r_a), por el cual circula una corriente (que se supondrá distribuida uniformemente en Δ) y se igualará el consumo energético W_{ion} con la disipación Joule (W_J) en el tiempo τ_i. Evaluaciones similares se pueden hacer para las otras

configuraciones espaciales, no se hará aquí pues no son relevantes para un equipo Plasma Focus que opere optimizado, como se discutirá más adelante.

La energía W_{ion} puede evaluarse como

$$W_{ion} = \varepsilon\, n_0\, 2\pi\, r_a\, d\, \Delta, \tag{6.2}$$

en esta aproximación se supondrá que $\varepsilon \sim 16$ eV (para el Hidrógeno o Deuterio), que corresponde aproximadamente a la suma de la energía de ionización más la mitad de la energía de disociación de la molécula. A todo rigor habría que agregar también la energía de calentamiento del electrón, pero si se acepta que el gas de electrones tiene a una temperatura de 2 a 3 eV, este costo modifica ε entre un 10 y un 20% que como se verá no altera la evaluación.

Como se vio en el Capítulo 3, en su modelo autosimilar, Vikhrev & Bragiskii asumen un valor para ε de 100 eV. Este valor es apropiado para etapas en las que el grado de ionización es bajo y las colisiones excitantes son frecuentes, pero no cuando el grado de ionización final es alto pues la energía que se gastó en procesos de excitación se "recupera" salvo que esta sea emitida en forma de radiación y no sea absorbida en el gas.

Para evaluar el calentamiento Joule se hará uso de la resistencia estimada de la lámina de corriente en la ecuación (6.1)

$$W_J = \int_0^{\tau_i} dt\, R_{la}\, I^2(t). \tag{6.3}$$

Si el tiempo τ_i resulta ser pequeño, se puede suponer que durante él la geometría de la lámina de corriente (no hay movimientos importantes); y que la conductividad σ, también lo es (la ionización ya estará cerca del 1% y T_e será aproximadamente constante), por lo tanto, R_{la} será constante. Por otro lado es una buena aproximación, considerar que la corriente crece linealmente con el tiempo (es decir que la derivada de la corriente es constante durante τ_i, $I(t) \approx cte. \equiv \dot{I}_0$, hipótesis que se verificará a posteriori); por lo tanto la ecuación 6.3 se puede escribir

$$W_J = \frac{1}{2} R_{la}\, \dot{I}_0^2\, \tau_i^2 . \tag{6.4}$$

Igualando (6.2) con (6.4) se puede obtener τ_i como:

$$\tau_i \approx 20\,(\varepsilon n_0)^{1/3}\, T_e^{1/2}\, (2\,\pi\, r_a\, \Delta / \dot{I}_0)^{2/3}$$

donde T_e esta en electrón Voltios y el resto de las magnitudes en unidades MKS.

Se debe notar que τ_i resulta ser independiente de la longitud del aislante, esto es así ya que tanto la energía consumida en completar el proceso de ionización como la energía depositada en el plasma por efecto Joule son funciones lineales de la longitud del mismo.

Como τ_i depende de ε en forma suave ($\varepsilon^{1/3}$) cualquier incerteza o aproximación hecha en la evaluación de este parámetro resulta poco significativa. Por este motivo, la evaluación hecha no resiente de haber despreciado pérdidas radiativas o de conducción térmica.

Para realizar algunas estimaciones, es conveniente escribir τ_i en unidades prácticas: las longitudes se expresan en centímetros, τ_i en nanosegundos, $\dot{I}_0$ en TA/s, y se introduce la presión p en lugar de la densidad de neutros n_0 (n_0[m^{-3}] = 5.44 10^{22} p[mbar]). Se supondrá además un valor de 2 eV para T_e, la expresión que resulta para τ_i es:

$$\tau_i \approx 93\, p^{1/3}\, (r_a\, \Delta / \dot{I}_0)^{2/3} \tag{6.5}$$

En la Tabla 6.II se muestran los valores numéricos de τ_i para varios de los equipos convencionales y los de simulación tratados en esta Tesis.

	Trabajo	τ_i [ns]	p[mbar]	Δ [cm]
	Bruzzone 1987	170	1	0.3
P	Bruzzone *et al* 1988	190	1	0.3
F	Bruzzone *et al* 1990a	770	1	0.4
M	Feugeas & von Pamel 1989	195	1.5	0.3
	Vieytes 1989	190	1	0.3
	Esta Tesis	490	1	0.5
	Borowiecki *et al* 1981	490	2.5	0.8
P	Fisher & Haering 1979	240	5	0.3
F	Gourlan *et al* 1978	1010	7	1.0
C	Kies 1986	35	1	0.5
	Krompholz *et al* 1980	260	3	0.3

TABLA 6.II: Tiempos de ionización completa estimados a partir de la ecuación (6.5) para equipos modificados (*PFM*) y para equipos convencionales (*PFC*). Los valores del ancho de la lámina que figuran en la tabla fueron estimados a partir de fotografías de la descarga o de señales eléctricas.

Si la hipótesis sobre la constancia de la derivada temporal de la corriente no se verifica, como es el caso de las máquinas SPEEDS, entonces hay que cambiar un poco el razonamiento para evaluar τ_i. En efecto, en estos casos se puede suponer que la derivada temporal de la corriente crece linealmente con el tiempo, de manera que la corriente se puede expresar como:

$$I(t) = \frac{1}{2} \ddot{I}_0 \, t^2 ,$$

con $\ddot{I}_0$ constante, reemplazando esta expresión en (6.3) resulta para el tiempo de ionización:

$$\tau_i \sim 60 \, p^{1/5} \, (r_a \, \Delta / \ddot{I}_0)^{2/5} \qquad (6.5')$$

donde $\ddot{I}_0$ se mide en unidades de 10^{20} A/s^2. El valor de $\ddot{I}_0$ para los equipos SPEEDS se estimó en 6 10^{20} A/s^2.

6.4. Comienzo del movimiento de la lámina de corriente

La lamina de corriente es una porción de gas con un grado de ionización apreciable, por la cual circula una corriente I con una distribución $\vec{J}$; esta densidad de corriente interactúa con el campo magnético que ella misma genera con la consiguiente aparición de una densidad de fuerza $\vec{J} \times \vec{B}$ que integrada en el volumen de la lámina da la fuerza que tiende a ponerla en movimiento, y que es radial si ésta se forma sobre el aislante. Esta fuerza actúa principalmente sobre los electrones, por ser éstos los que transportan la corriente; y que al desplazarse relativamente de los iones generan un campo eléctrico que los arrastra; (la longitud de Debye es mucho menor que el tamaño de la lámina para las condiciones de la descarga). Por colisiones, los iones comunican momento a las especies neutras arrastrándolas. Hasta tanto no se produzca el despegue, los iones tienen una temperatura baja (< 0.1 eV), de manera que las colisiones con las especies neutras atómicas más probables son la de intercambio de carga (que es resonante) y la dispersión elástica.

La interacción inelástica de los iones con las especies moleculares (salvo la colisión que excita los estados rotacionales, que por otra parte a temperatura ambiente ya están

saturados) tienen una sección eficaz muy pequeña (Javen *et al* 1987). Por lo tanto existe un acoplamiento dinámico muy fuerte entre las especias pesadas, en efecto, si se supone que la zona de plasma ionizado (espesor de la lámina Δ) es del orden del centímetro y que la presión de llenado de la cámara es del orden de 1 mbar, entonces el cociente entre Δ y el camino libre medio de las colisiones de intercambio de carga λ_{ci} y las colisiones elásticas λ_{ce} serán:

$$\frac{\Delta}{\lambda_{ci}} \approx 4\,10^4, \frac{\Delta}{\lambda_{ce}} \approx 270.$$

Esto asegura que los iones y átomos tienen la misma velocidad de masa y la misma temperatura, y que deben considerarse juntos para describir el movimiento de la lámina independientemente de su grado de ionización.

Si se acepta que el mayor obstáculo que tiene la lámina para moverse es su inercia, se puede establecer como criterio para definir el instante en el cual la lámina despega del aislante como el tiempo que le lleva a la superficie interna de ésta desplazarse en un 10% del radio del aislante. Este criterio será discutido más adelante.

A este tiempo se lo designará como τ_d, y definiendo como $r(t)$ a la posición de la superficie interna de la lámina de corriente, su ecuación de movimiento (por unidad de longitud) será:

$$2\pi\rho r_a \Delta d_{tt}^2 r = \mu_0 I^2(t)/4\pi r \tag{6.6}$$

donde $\rho = m_d n_0$, m_d es la masa del deuterón y el término de la derecha es la fuerza que ejerce la presión magnética sobre la superficie interna de la lámina. Nuevamente en este modelo se supondrá que la derivada temporal de la corriente circulante es constante. Si se definen las variables adimensionales

$$x = r/r_a, \qquad t' = t/t_0 \qquad t_0 = (8\pi^2 \rho r_a^3 \Delta/\mu_0 \dot{I}_0)^{1/4}$$

y se reescribe (6.6) con ellas, resulta

$$x\, d_{t't'}^2 x = t'^2$$

La solución numérica de esta sencilla ecuación muestra que $x \sim 1.1$ para $t' \sim 1$. Entonces puede adoptarse que $\tau_d \approx t_0$; y usando las mismas unidades prácticas que antes τ_d se expresa como

$$\tau_d \approx 100\,(p\, r_a^3\, \Delta / \dot{I}_0^2)^{1/4} \tag{6.7}$$

El mismo comentario que se realizó para el tiempo de ionización sobre la no constancia de la derivada temporal de la corriente, se debe hacer para el tiempo de despegue. En los equipos rápidos, la expresión que resulta para τ_d en unidades prácticas es:

$$\tau_d \sim 60\,(p\, r_a\, \Delta / \ddot{I}_0^2)^{1/6} \tag{6.7'}$$

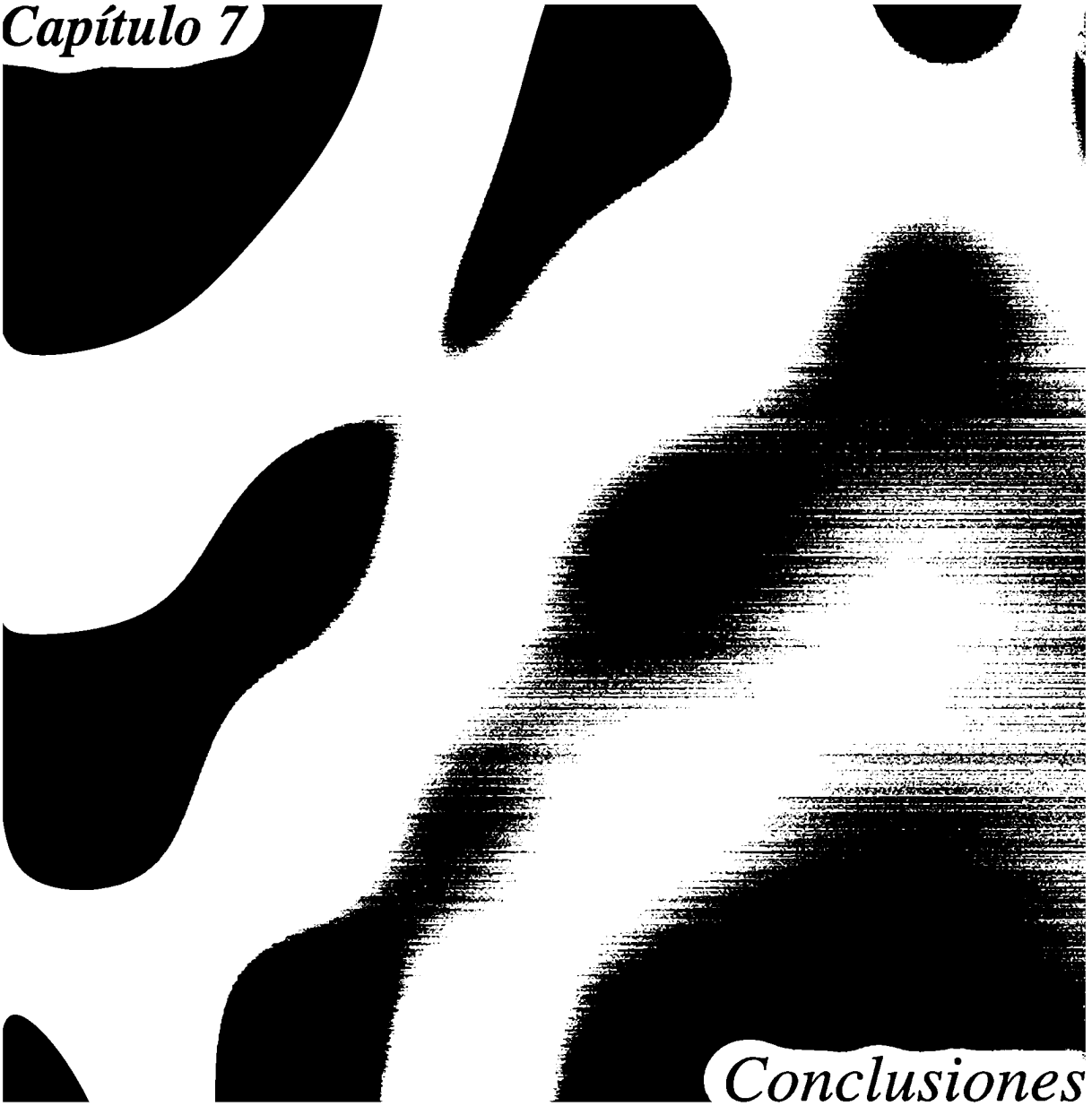
En la Tabla 6.III se muestran los valores numéricos de τ_d para algunos de los equipos tabulados en el Apéndice I.

	Trabajo	τ_d [ns]	p[mbar]	Δ [cm]
	Bruzzone 1987	325	1	0.3
P	Bruzzone *et al* 1988	290	1	0.3
F	Bruzzone *et al* 1990a	780	1	0.4
M	Feugeas & von Pamel 1989	360	1.5	0.3
	Vieytes 1989	290	1	0.3
	Esta Tesis	630	1	0.5
	Borowiecki *et al* 1981	360	2.5	0.8
P	Fisher & Haering 1979	155	5	0.3
F	Gourlan *et al* 1979	935	7	1.0
C	Kies 1986	65	1	0.5
	Krompholz *et al*	295	3	0.3

TABLA 6.III: Tiempos de despegue calculados a partir de la ecuación (6.7).

Como se puede ver en las tablas 6.II y 6.III los tiempos estimados para los equipos convencionales justifican la hipótesis de derivada temporal de la corriente constante durante la etapa de interés, aún en el caso del equipo de Frascati (τ_d ~935 ns), pues el cuarto de período de la descarga en ese dispositivo es de ~ 8 μs. Es interesante notar que en los experimentos realizados por Vieytes en 1989, el tiempo de despegue es menor que el cuarto de período (1/4 T = 400 ns) para el equipo donde se llevaron a cabo las mediciones; por lo tanto sería de esperar que en este caso se produzca el movimiento de la lámina de corriente, cosa que se puede observar en la fotografía 5.2.

Capítulo 7



Conclusiones

7.1. Ubicación de la descarga

La conclusión principal que se puede extraer de esta Tesis, en cuanto a la ubicación de la descarga se refiere, es que la misma se produce a lo largo del aislante sólo en un rango limitado de presiones; y que este rango queda determinado por la geometría del sistema electrodo-aislante. De los trabajos realizados desde 1986 hasta la fecha en el Laboratorio donde se llevó a cabo esta Tesis, se puede obtener como regla empírica que, para un dado juego de electrodos de una máquina Plasma Focus, el límite inferior del rango de presiones en el que la descarga se concentra sobre el aislante es, aproximadamente, el valor de la presión que hace mínima la tensión de ruptura dieléctrica del gas entre los electrodos en régimen estático (0.5 a 1 mbar para la mayoría de los equipos conocidos en todo el mundo). Además este rango, que se extiende por aproximadamente dos milibares, puede ampliarse (a cinco milibares en los experimentos realizados) empleando un intensificador de campo eléctrico ubicado en el cátodo.

Los resultados observados acerca de la localización espacial (y forma) de la descarga coinciden globalmente con las observaciones realizadas por otros investigadores en equipos convencionales; pero es notoria la inversión de regímenes que se encuentra respecto del trabajo realizado por Donges y su grupo. El hecho que el trabajo citado simula la descarga en las primeras decenas de nanosegundos de comenzada ésta, permite plantear la siguiente conjetura: durante el desarrollo inicial de la descarga puede darse un cambio de régimen en los procesos de ionización, de manera tal que aquellos que comenzaron a ser importantes por un cierto camino (que son los que fotografía Donges) disminuyen su tasa de crecimiento y simultáneamente aumentan en otro camino por el cual, en etapas posteriores, comenzará a circular la mayor parte de corriente. Como la emisión de luz será mayor en estas zonas (no sólo por ser más calientes sino por tener más tiempo de emisión) al registrarla sin resolución temporal, éstas enmascaran a las primeras.

Si bien en esta Tesis se trató de reunir información sobre la ubicación de la descarga en diferentes configurciones de electrodos-aislante, de los resultados y discusiones

presentados en capítulos anteriores no se pudo dar una explicación del por qué modificando la presión se produce una variación tan grande en la morfología de la descarga. Sin embargo, se puede conjeturar que éstas quedan determinadas no tanto en la formación de las primeras avalanchas, sino durante el progreso posterior de la ionización, probablemente por razones energéticas.

7.1.1. Implicancias sobre la optimización de la operación del equipo para producir plasmas densos y energéticos.

Es comúnmente aceptado en la comunidad científica que investiga los equipos Plasma Focus que su optimización como generador de reacciones de fusión (más en general, como generador de plasmas densos y energéticos) consiste en lograr que el colapso de la lámina ocurra en coincidencia con el máximo de la corriente (condición de acoplamiento electromecánico) con una lámina delgada que transporte toda la corriente de la descarga.

Es posible mostrar que estas condiciones sólo se pueden satisfacer si se forma una única lámina homogénea y concentrada sobre el aislante. En efecto, si se forman dos láminas en distintos lugares del volumen interelectródico, ellas evolucionarán de manera muy compleja, dependiendo de la localización y fracción de corriente que cada una de ellas conduce. Aún en el caso en que esas láminas lleguen a juntarse en algún instante posterior, la estructura combinada será gruesa y con campo magnético atrapado entre ella, ya que la alta conductividad del plasma impide que este campo difunda; por lo tanto, la cinemática de esta estructura de corriente será bastante diferente que la de una única lámina, y la condición de acople electromecánico puede que nunca se alcance. En efecto, si para una dada longitud de los electrodos la estructura de lámina doble llega al extremo libre de los mismos antes que la corriente llegue a su máximo, para lograr el acople electromecánico se deberá disminuir la presión de trabajo; y puede ocurrir que al hacer esto, se pase a un régimen en el cuál se forma una sola lámina (de cinemática más rápida) ocurriendo el desborde pasado el máximo de la corriente.

Si se forma sólo una lámina y no sobre el aislante, cuando comience su movimiento a lo largo de los electrodos, ésta dejará detrás de sí gas neutro, el cual puede pasar a estado conductor en una etapa posterior, debido a procesos de fotoionización por la radiación emitida en la lámina (Kelly *et al* 1989), proveyendo un camino alternativo para la circulación de corriente. A baja presión, la formación de una descarga volumétricamente difusa, sugiere que la corriente también circula en esta forma. La evolución posterior de esta descarga no es simple de predecir, pero es razonable esperar que la lámina que se moverá entre los electrodos será ancha o, alternativamente, que parte de la corriente quede circulando detrás. De hecho no existen equipos Plasma Focus que operen de manera óptima con presiones inferiores al milibar.

El análisis anterior marca entonces que el rango de producción óptima de neutrones de un equipo Plasma Focus, debería estar en el intervalo de presiones en el cual la lámina se forma sobre el aislante. Para el caso del juego de electrodos utilizado por Bruzzone *et al* 1988 la lámina se forma sobre el aislante en el rango ~1÷5 mbar y la geometría de esos electrodos es equivalente a la del equipo Plasma Focus II del INFIP en el cual producción neutrónica se encuentra por encima de 10^7 neutrones por disparo en el rango 1÷3 mbar (Giudice *et al* 1988). Además, existen evidencias experimentales (para el mísmo equipo PF II Grondona 1994) que marcan una estructura diferente de la lámina de corriente en el en el intervalo donde esta se forma a lo largo del aislante.

Se puede concluir entonces que tanto las condiciones de formación de una única lámina concentrada sobre el aislante como la del acople electromecánico deben satisfacerse para la optimización de un equipo Plasma Focus.

7.2. Señales eléctricas

El tema de las señales eléctricas ha tenido un tratamiento muy confuso en la literatura Plasma Focus, y no es infrecuente encontrar que a la tensión máxima que alcanzan los electrodos al momento de la ruptura dieléctrica del gas se la llame tensión de ignición o

tensión de ruptura dieléctrica en régimen pulsado, y que se le atribuya a este parámetro una relevancia difícil de entender. En base a lo discutido en el Capítulo 6 referente al retraso de ruptura dieléctrica, se puede dejar en claro que es incorrecto asociar esta tensión máxima (de varios kV de magnitud) con la tensión de ruptura dieléctrica del gas (de centenares de voltios); lo que los investigadores encuentran sobre la dependencia de esta magnitud con la presión (Decker *et al* 1983) es la manifestación del fenómeno de retraso de ruptura.

Además, se debe decir que el comportamiento de las señales eléctricas dependen de una manera importante del tiempo de cierre del *spark gap* y de los parámetros eléctricos del circuito completo (llave y cañón) y que por esta razón, efectos del circuito externo (líneas de transmisión por ejemplo) o fenómenos que ocurren en la llave rápida (fase de "*glow*" prolongada) pueden provocar efectos notables en los detalles iniciales de estas señales.

Por último, conviene señalar que la comprensión global de la evolución de la descarga desde un punto de vista microscópico ha permitido comprender mejor la evolución de las señales eléctricas y por tanto, utilizarlas para extraer en forma confiable información sobre el plasma que se forma.

7.3. Tiempo de ionización y de despegue. Evidencias experimentales

Los modelos expuestos en el Capítulo 6, que dan el tiempo que le lleva a la lámina alcanzar la ionización completa y el tiempo en el cual comienza la etapa de pinch inverso de la descarga (comienzo del movimiento) son muy aproximados, debido a la gran complejidad del fenómeno. Pese a la simplicidad de los modelos presentados en esta Tesis, los resultados que de ellos se derivan están bastante de acuerdo con los datos experimentales.

El tiempo de ionización no ha sido medido estrictamente en ningún equipo. Sin embargo, una razonable estimación puede obtenerse de las mediciones de la evolución de la línea D_α realizada por Koziarkiewicz *et al* 1983, comentados en el Capítulo 2. Se puede asociar el máximo de esa señal, que está comprendido entre 500 y 600 ns (ver figura 2 de la citada referencia), con el tiempo de ionización; el modelo propuesto en esta Tesis da para ese

equipo un valor de τ_i ~490 ns lo que concuerda bastante bien con el estimado de las mediciones.

Los resultados del modelo de tiempo de despegue desarrollado en este trabajo puede compararse con varias mediciones indirectas.

La primer comprobación que se puede hacer es a partir de los datos obtenidos por J. Pouzo (ya comentada en el Capítulo 3). De los resultados que surgen de ese trabajo se obtiene una cota superior para la duración de la etapa de ruptura dieléctrica de ~ 480 ns, cuando trabaja con gas Deuterio, mientras que el modelo propuesto da τ_d ~ 400 ns.

Otra comprobación del modelo puede realizarse a partir de las mediciones de las señales eléctricas realizadas por Gourlan *et al* (1978) ya comentada, de esas señales se estima que el movimiento de la lámina comienza aproximadamente luego de 1 ÷ 1.5 μs de haber comenzado la descarga y el valor predicho por la ecuación (6.7) para el equipo "*Small diamiter*" es de ~ 935 ns. También H. Krompholz en 1980 informa que la lámina se mantiene en las cercanías del aislante por aproximadamente 300 ns, tiempo que concuerda bastante bien con lo predicho en esta Tesis (~ 290 ns). De las mediciones realizadas por Borowiecki *et al* en 1980 se puede deducir una cota superior para el tiempo de despegue de ~ 400 ns y el modelo que se presenta predice un valor de τ_d ~360 ns. Por último, en los equipos SPEED se ha informado que la etapa de ruptura dieléctrica dura menos de 100 ns (Decker *et al* 1983, Kies 1986) que concuerda bastante bien con lo predicho por la ecuación (6.7') para estos equipos "rápidos".

Conceptualmente, la definición de un tiempo de despegue como final de la etapa de ruptura dieléctrica interesa en el sentido que ese tiempo marca el fin de un proceso físico importante (el final de la interacción del plasma con el aislante) o el comienzo de otro proceso físico (un cambio en el régimen de ionización). El primero significa el fin del flujo de energía desde el plasma hacia el aislante (y por lo tanto es relevante para minimizar la ablación del mismo) mientras que el segundo ocurre al acelerarse la lámina a velocidades tales que se

genere una onda de choque ionizante, (y con él cambia la descripción física de la lámina). No existen argumentos claros para discriminar entre uno y otro criterio, y es evidente que no se puede esperar *a priori* que ambos sean equivalentes. El criterio usado en este trabajo está más cerca del segundo de los discutidos, pues es fácil mostrar que cuando $x \sim 1.1$ (ver parágrafo 6.4) la velocidad ya es supersónica.

Los tiempos calculados en esta tesis pueden dar información de las condiciones en que la lámina de corriente despega del aislante; en particular si despega totalmente ionizada; esto se puede ver estudiando el cociente entre el tiempo de ionización y el tiempo de despegue que en función de lo ya visto en el capítulo anterior (y en unidades prácticas), se puede escribir:

$$\zeta_T \equiv \frac{\tau_i}{\tau_d} \sim p^{1/12}\, r_a^{-1/12}\, \Delta^{5/12}\, \dot{I}_0^{-1/6}$$

Si esta cantidad es mayor que 1 (esto puede ocurrir para equipos con radio del aislante pequeño) el despegue de la lámina ocurrirá con bajo grado de ionización; por otra parte si es menor que uno, la lámina habría alcanzado la ionización completa antes de despegar. En este último caso, es de esperar que el plasma caliente que se formó sobre el aislante interactúe con éste evaporando e incorporando impurezas en la lámina. Un buen diseño de un equipo Plasma Focus entonces requeriría que la cantidad ζ_T fuera del orden o mayor que la unidad. De todos modos, la dependencia funcional con los parámetros controlables de la descarga (p, r_a, $\dot{I}_0$) resulta ser muy débil; en efecto, la única dependencia fuerte en ζ_T es con el espesor de la lámina Δ y hasta no entender los procesos microscópicos que dan lugar a su formación, no se podrán tener pautas para su control.

7.4. Comentario final

De la lectura de esta Tesis, surge inmediatamente, que es muy poco lo que se sabe de la etapa de ruptura dieléctrica de los equipos Plasma Focus, y es poco no porque no se hallan realizado esfuerzos para estudiarla sino por la complejidad del problema.

Los estudios experimentales, requieren el desarrollo de técnicas no perturbativas que permitan conocer la distribución inicial de corrientes en la descarga, y también técnicas espectroscópicas soportadas por modelos teóricos y numéricos confiables, para evaluar la temperatura y densidad electrónica.

Desde el punto de vista teórico, se debe avanzar en la comprensión de los procesos microscópicos que ocurren en el comienzo de una descarga, y en el desarrollo de códigos que también tengan en cuenta los procesos que ocurren tanto en la llave rápida como en el cañón, para determinar la evolución temporal de las señales eléctricas.

Las continuación natural de esta Tesis es entonces el profundizar los puntos detallados más arriba.

No obstante que en ésta Tesis se trató de dar una descripción microscópica de lo que ocurre en la etapa de ruptura dieléctrica en una descarga Plasma Focus queda una incógnita por develar: ¿por qué para algunas presiones la descarga ocurre sólo a lo largo del aislante y para otras se produce también radialmente frente a éste?

La búsqueda de la respuesta a esta pregunta, no se ha podido encontrar, pero duramente el tiempo que quien suscribe estuvo buscándola, aprendió muchas cosas sobre descargas eléctricas y sobre física experimental. Quizás esta sea la excusa para que en el futuro, otro tesista repita el mismo (o mejor) aprendizaje.

Investigadores	Equipo	ϕ_e [mm]	ϕ_i [mm]	l_e [mm]	ϕ_a [mm]	l_a [mm]	p [mbar]	V_0 [kV]	C [μF]	L_0 [nH]
Borowiecki et al 1981	M	100	50	140	60	45	1 ÷ 4	35	21	116
Borowiecki et al 1985	M	100	50	140	60÷50	45,15	1.3 ÷ 4.3	35	21	116
Bruzzone 1987	M	50	19	100	28	31	0.5÷15	15÷20	0.042	165
Bruzzone *et al* 1988	M	72	38	150	50	45	0.1÷20	17 ÷25	26	80
Bruzzone *et al.* 1990a	M	200	100	250	110	20	0.5÷15	15	1000	130
Donges *et al* 1980	M	50	16	100	?	42	0.4 ÷40	20	-	-
Feugeas & von Pamel 1989	M	50	17	70	21	25	1	20	0.040	165
Fisher & Haering 1979	M	50	16	120	16	35	5	20	10	91
Gourlan *et al* 1978	M	240	160	560	180	150	7	20	5000	30
	H	450	370	350	350	100	?	?	?	?
Kies (SPEED 2) 1986	M	180	60	200	60	100	0.5 ÷5	>100	4	?
Krompholz H. *et al* 1980	M	50	32	?	40	45	3	20	10	90
Mather & Williams 1966	M	100	50	250	60	40	?	20	?	?
Vieytes 1989	M	72	38	50	150	32	0.5 ÷20	17, 26	22	32
	M	72	38	50	150	32	1 ÷20	17	1000	65
Zakaullah et al 1989	M	50	18	120	?	16÷30	1 ÷12	10 ÷15	32	79
Esta Tesis	M	200	100	250	110	65	0.1 20	15	1000	65

Tabla A I.I: Parámetros geométricos y eléctricos de los distintos equipos tratados en esta Tesis

Apéndice II

Medidores

A II .1. Calibración del divisor lento y Circuito Amortiguador.

El divisor resistivo lento está construido por una cadena de resistencias de 600 MΩ (R_l) y un microamperímetro de aguja de rango 0-50 μA que tiene una resistencia interna $r_i \sim 10$ kΩ.

La calibración de este divisor, se realizó registrando simultáneamente la deflección de su aguja y la señal entregada por una punta divisora de alta tensión (Tektronix modelo P6015 con una impedancia de entrada de 100 MΩ). Ambos instrumentos (punta divisora y divisor lento) se encontraban conectados en paralelo a un capacitor, el cual se cargaba a una tensión determinada. Se graficó la tensión entregada por la pinta Tektronix y la medida por el divisor lento, y al comprobar que estaban alineados se los ajusto por una recta, la cual se utilizó más tarde para convertir los microamperes medidos a kilovoltios. Los valores de los parámetros de la función lineal encontrados son los siguientes:

$$V[kV] = a\, I[\mu A] + b$$

$$a = (0.506 \pm 0.002)\ kV/\mu A \qquad\qquad b = (0.54 \pm 0.03)\ kV$$

El circuito amortiguador para el divisor lento, consiste en el agregado de un capacitor C_a y una resistencia r_a al circuito divisor como se puede ver en la figura A II.1.

El principio de funcionamiento de éste es el siguiente: la tensión sobre el capacitor C_a, sigue la tensión de carga de C_d pues su constante de tiempo es $\sim (r_i + r_a)\, C_a$, pues $R_l >> r_a, r_i$ es mucho menor que el tiempo de carga de C_d. Cuando se produce la descarga, el punto A va a un potencial aproximadamente el de tierra, pero la aguja del microamperímetro registra ahora la descarga del capacitor C_a sobre r_a y su resistencia interna, esta descarga se realiza con la misma constante de tiempo que la carga.

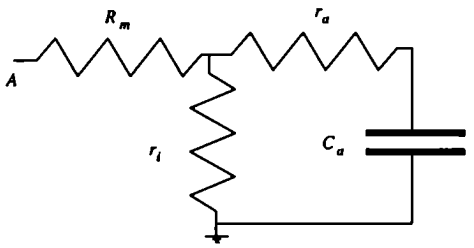


Fig. A I.1: Esquema del circuito amortiguador del divisor resistivo lento

A II 1.1. Calibración del divisor rápido

El alcanzar factores de división del orden de 1000 no es fácil si se piensa en el diseño de un divisor de una sola etapa, Tener en cuenta que la relación de longitudes entre le tramo "largo" y "corto" del divisor debe ser de 1000:1 con lo cual para un tamaño del tramo corto de 0.5 cm es necesario un divisor de 500 cm; disminuir la longitud del tramo corto sería muy complicado mecánicamente, por lo tanto se lo construyó como dos etapas en cascada cada una de las cuales tiene un factor de atenuación del orden de 30; la longitud de cada una de las etapas se fijó teniendo en cuenta que la disipación de energía impone una longitud mínima.

La calibración de este divisor se realizó por dos métodos distintos, uno a baja frecuencia, y otro en régimen pulsado.

a) Baja frecuencia

Esta calibración se realizó empleando un oscilador senoidal operado a una frecuencia de 0.5 MHz, y midiendo simultáneamente en un osciloscopio la tensión a la entrada y salida del divisor. El valor hallado para la atenuación A_v fue de

$$A = 1250 \pm 50$$

b) Régimen pulsado

Para esta calibración se sustituyó el oscilador senoidal por un generador de pulsos de corta duración (~ 30 ns), este método permite no solo medir el valor del factor de atenuación del divisor sino también conocer su comportamiento en frecuencia. En la figura (A.II.2) se pueden ver las trazas digitalizadas de las señales de entrada y salida del divisor. El factor de atenuación por este método resultó ser:

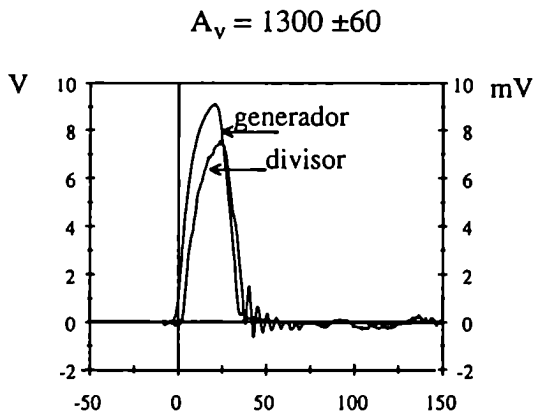


Fig. A II.2: Forma de onda del divisor rápido y el generador de pulsos; la diferencia que se observa en el comienzo de las señales se debe a la distinta longitud de los cables utilizados.

Como se ve ambos métodos de calibración no presentan diferencias significativas, por lo tanto se adoptará el segundo valor como el más probable para el factor A_V.

A II 2. Bobina de Rogowski

La bobina de Rogowski se construyó despojando de la maya de blindaje a una longitud l (52 cm) de cable microcoaxil que posee un diámetro d (1.5 mm) y bobinando sobre esta longitud 64 vueltas con cable de cobre esmaltado ($\phi \approx 0.2$ mm); los extremos de la bobina formada se sueldan uno a la maya de blindaje y el otro al central del cable microcoaxil que al disponer el bobinado en forma circular servirá como espira de retorno.

La tensión de salida de este dispositivo está relacionada con sus parámetros geométricos y el valor de la derivada temporal de la corriente según la expresión:

$$V_r = \frac{\pi \mu_0 N d^2}{4 l} d_t I \quad \equiv k_r'$$

donde N es el número de espiras de la bobina, d su diámetro y l su longitud. Es más útil utilizar no la constante k_r' si no su inversa; el valor numérico de esta resulta ser:

$$k_r = (k_r')^{-1} \equiv 3.6 10^9 \frac{\mathrm{A}}{\mathrm{Vs}}. \qquad \text{(A II.1)}$$

Si bien la calibración de este dispositivo no pudo realizarse ya que no se contó con un dispositivo, se realizó un test de consistencia del valor de k_r de la siguiente manera: a la señal que entrega la bobina de Rogowski se la integró numéricamente con el objeto de eliminar las oscilaciones de alta frecuencia que aparecen en su comienzo, a la señal resultante se le calculó el valor de la derivada en su comienzo m_0 (cuyas unidades son V/s). Si puede suponerse que el tiempo de cierre del la llave rápida es mucho menor que el cuarto de período de la descarga (como efectivamente ocurrió), este valor esta relacionado con el pico inicial de la derivada temporal de la corriente y la constante k_r según la expresión:

$$m_0 = \frac{V_0}{k_r L_0} \qquad \text{(A II.2)}$$

El valor dado por la ecuación (A II.1) y el obtenido a partir de la ecuación (A II.2) no difieren en mas de un 15%, por lo tanto se adoptó el valor de k_r como el dado en (A II.1).

Referencias

Bates D. R., Kingston A. E., y McWhirter R. W. P., 1962. *"Recombination betwen electrons and atomic ions I. Optically thin plasmas"*. Proc. R. Soc. London, 267.

Bilbao L. & R. Vieytes 1991.*"Diguisen Guia del usuario"*. Laboratorio de Física del PLasma INFIP-FCEYN UBA/CONICET. Ti : 3/91.

Borowiecki M., Czekaj S., Denus S., Koziarskiewicz W., Nawrot W., Skrzeczanowski W., Socha R., Tomaszewski K., Wolski J., Zadrozni M. 1981. *"Investigation of the breakdown and run-down phases of the DPF discharge"*. S. Kaliski Inst. of Plasma Phys., Warsaw, Report IPPLM 14/81(74).

Borowiecki M., Czekaj S., Denus S., Koziarskiewicz W., Skrzeczanowski W., Socha R., Tomaszewski K., Zadrozni M. 1985.*"Infuence of insulator on Plasma Focus discharge"* Proc. 4th Internacional Workshop on Plasma Focus Research.S. Denus, S. S. Czekaj editores. Warsaw Polonia, 86

Braginskii S. Vikhrev V., 1974. *"Current shell in an intensa pulsed discharge"*.Sov. Phys. Tech. Phys. **13**, 1578.

Bruzzone H., Fantino A, Medwid A., Molina J., Pais V., Pouzo J. 1973. *"Instrumentos para medir magnitudes eléctricas durante una descarga rápida en un plasma"*. FCEyN UBA Ti: 4/73.

Bruzzone H. 1976. *"Foco de plasma producido mediante un sistema de electrodos coaxiales"*.Tesis de Doctorado. Departamento de Física. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Bruzzone H. 1987. *"Experimental study of the breakdown phase in coaxial plasma guns"*. Proc. II Latin-American Workshop on Plasma Physic.R Krikorian editor. Medellín, Colombia, 1987,CIF Series, **Vol 12**, World Scientific Co.(1989). 313

Bruzzone H., Vieytes R. E., Di Lalla N. 1988. *"The breakdown phase in a Plasma Focus devices"*. Proc. III Latin-American Workshop on Plasma Physics and Controlled Termonuclear Fusion Research, Santiago de Chile, H. Chuaqui editor,vol contributed papers, 7.

Bruzzone H., Kelly H., Moreno C. 1989. *"On the effect of finite closure time of switches in electrical circuits with fPag. ast transient behaviour"*. Am. J. Phys., 57, 63.

Bruzzone H., Bagalá G., Ferrario D., Kornberg M., 1990a. *"New results on the breakdown stage in Plasma Focus"*. Proc.IV Latin-American Workshop on Plasma Physics, Buenos Aires, A. B. Rodrigo editor, 104.

Bruzzone H., Kelly H., Moreno C., 1990b.*"The efect of transmission lines and switching action on electrical signal in a powerful capacitive discharge"*. IEEE Trans. Plasma Sci., **PS-18**, 689.

Bruzzone H., Kelly H., Moreno C. 1992. *"Distorsions on magnetic probe signals caused by current redistribution"*. Proc. V Latin-American Workshop on Plasma Physics, Mexico, 51

Bruzzone H., Moreno C., Vieytes R. 1993. *"Measurement of the time-evolution of averaged impedances in a small atmosferic pressure spark-gap"*. Meas. Sci. Technol. **4**, 952.

Chatterton P.A. 1978. *"Vacuum breakdown"* en Electrical Breakdown of Gases, J.M. Meek and J.D. Craggs eds. (Wiley, New York), Capítulo 2, p. 129.

Czekaj S., Denus S., Wolski J., Zadrozny M. 1985. *"Influence of electrodes geometry on PF dicharge parameters"*. Proc.4th International Workshop on Plasma Focus and Z-Pinch research, S. Denus, S. S. Czekaj editores. Warsaw, Polonia, 82.

Decker G. Kies W. Pross G. 1983. *"The first and final fifty nanosecod of fast focus discharge"*. Phys. Fluid **26**, 571.

Deutsch R. & Kies W., 1985. *"Focus discharge parameters evaluation in matching measured an computer simulates signals"*. Proc 4th International Workshop on Plasma Focus and Z-Pinch research, S. Denus, S. S. Czekaj editores, Warsaw, Polonia. 206.

Donges A., Herziger G., Krompholz H., Rulh F., Schömbach G., 1980.*"The breakdown phase in a coaxial plasma gun"*. Phys. Lett. **76A**, 246.

Doran A. and Meyer J. 1967. *"Photographic and oscillographic investigsation of sparck discharges in Hydrogen"*. Brit. J. Appl Phys, **18,** 793.

Dutton J. 1978. *"Spark breakdown in uniform fields"*. en Electrical Breakdown of Gases, J.M. Meek and J.D. Craggs eds. (Wiley, New York), Capítulo 4, 209.

Feugeas J. & von Pamel O 1989. *"Current distribution during the breakdown in a coaxial electrode system"*. J. Appl. Phys., 66, 1080.

Feugeas J. 1983. *"Generación, propagación y estructura de haces de electrones en equipos Plasma Focus"*. .Tesis de Doctorado. Departamento de Física. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Feugeas J. 1989. *"The influence of the insulator surface in the Plasma Focus behavior"*. J. Appl. Phys. **66**, 3467.

Fisher H. &. Haering K 1979.*"Plasma development in the acelerator of a 2 kJ focus discharge"*. Appl. Optics **18**, 2258.

Gates D. 1978. *"Studies of a 60 kV Plasma Focus"*. Proc. 2nd Int. Conf. on Energy storage, Compression and switching, Venecia, vol **2,** pag 247.

Giudice G., Grondona D., Kelly H., Márquez A. 1988. *"Characteristic of the neutron production in the PF II device operated al 2.8 kJ."*. Proc. III Latin-American Workshop on Plasma Physics and Controlled Termonuclear Fusion Research, Santiago de Chile, H. Chuaqui editor, 35.

Gourlan C., Kroegler H., Maisonnier Ch., Robouch B., Bertalot L., Gentillini A., Arcipiani B., Pedretti E., Steinmetz K., 1978. *"Present status of the I MJ Plasma Focus programe"*. Proc. 2nd International Conference on Energy Storage, Compression and switching.Venecia, Vol **2**. 221.

Gourlan C., Kroegler H., Maisonnier Ch., Rager J. P., Robouch B., Gentillini A., 1979.*"Recent progres in the 1 MJ Plasma Focus dynamics and the scaling for the neutron production"*. Suppl. Nuclear Fusion, Vol II. Pag. 123.

Grey Morgan C. 1978. *"Iradiation and time lags"*. Electrical Breakdown of Gases, J.M. Meek and J.D. Craggs editores. (Wiley, New York), Capítulo 7, 655.

Gribkov V., Dubrovsky A., Isakov A., Kalachev N., Krokin O., Nikulin V. *"Experimental studies at Flora instalation"*. Proc II International Workshop on Plasma Focus Research. Moscú, Gribkov V., Kalachev N. editores. Vol **1**,64.

Grondona Diana 1994. *"Estructura de la lámina de corriente en equipos Plasma Focus"*. Tesis de Doctorado. Departamento de Física. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Herold H., Jerzykiewicz A., Sadowski M., Schimidt H., 1989. *"Comparative Analysis of large Plasma Focus experiments performed at IPF, stuttgart, an at IPJ, Świerk"*; Nuclear fusion, **29**, 1255.

Javen R., Langer W., Evans Jr. K., Post Jr. D. 1987. *Eementary Processes in hydrogen Helium Plasma*. Springer-Verlag.

Kies W. 1986. *"Power limits for dynamical pinch discharges?"*. Plasma Phys. and Contr. Fusion, **28**, 1645.

Koziarkiewicz W., Skrzeczanowski W., Socha R. 1983. *"Spectral measurements of the early phases in the Plasma Focus discharge"*. Proc. XVI ICPIG, Düsseldorf, Vol 30th, 250.

Krompholz H., Neff W., Rühl F., Schönbach K., Herziger G. 1980. *"Formation of the Plasma layer in a Plasma Focus device"*. Phys. Letters **77A**, 246.

Kundhardt E & Tzeng Y. 1988. *"Development of an electron avalanche and its transition into streamers"*. Phys. Rev. **A38**, 1410.

Kunhardt E. 1982. *"Nanosecond Pulse breakdown of gas insulated gaps"*. Electrical breakdown an discharges in gases, Part A, Fundamental processes and breakdown. E. E. Kunhard, L.H. Luessen editores. (Plenum Press.)

Mather J. & Williams A. 1966. *"Image converter observation of the development of dense Plasma Focus discharge"*. Phy Fluids, Res. Note 9, 2080.

Mather J. 1971. "Dense Plasma Focus", en Experimental Methods of Physics, R. Lovberg y H. Griem editores (Academyc Press). Vol **9B**,187.

Nowikowski J., Jankowicz Z., Jerzykiewicza A., Pohrybiak C., Waliszeski J. 1979. *"Dependence of interelectrode insulating system shape on the P. F. parameters and experimental verification of 2D snow plow code"* Proc. of 9th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Oxford. Vol II, 542.

Phelps A. 1980 *"Transport data for the modeling of electrical breakdown and discharges"*. Electrical breakdown an discharges in gases, Part A, Fundamental processes and breakdown. E. E. Kunhard, L.H. Luessen editores. (Plenum Press.), 109.

Pouzo J. 1974. *"Analisis experimental de la descarga en un acelerador coaxial de plasma"*. Tesis de Licenciatura. Departamento de Física. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Rager J. 1971. "The Plasma Focus". Comitato Nazionale Energia Nucleare, Associazzione Euroatom-CNEN Sulla Fusione, Centro di Frascati, reporte 81.19/cc.

Rees J. 1978. *"Fundamental processes in the electrical breakdown of gases"*. en Electrical Breakdown of Gases, J.M. Meek and J.D. Craggs editores. (Wiley, New York), Capítulo 1, 1.

Sadowski M., 1991.*"Breakdown and initial ionization in High-current carryng discharges"*. Proc. XX ICPIG , Pisa, Vol Invited Papers, 241.

Salukvadze R. G., Khautiev E. Yu., Reshentyak N. G., Krauz V. I., Batenyuk A. A., Chkhaidze A. Ch. 1987. *"Optimization of initial gas distribution in Plasma Focus discharges"*. Controlled Fusion and Plasma Physics, **11D** part II, 530.

Scholz M., 1991. *"Computer simulation of electrical Breakdown in a coaxial electrode system with insulator"*. Zeszyty Naukowe Politechniki Poznansliej, **39**, 169.

Tsing-Chi Y., Xin-Xin W.1987. Proc. XVIII ICPIG, Swansea, Vol Contributed. Papers, 442.

Tsing-Chi Y. 1985. *"Plasma Focus research in China"*. Proc. 3th International Workshop on Plasma Focus research, Stuttgard, Alemania. H.Herold y H. Kaeppler, 25.

Vieytes R. E., 1989."*Estudio de la etapa de ruptura en equipos Plasma Focus"*. Tesis de Licenciatura. Departamento de Física. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Vikhrev V., Golubchicov L., Svirski E., 1969. *"On the structure of a Plasma sheath in the initial stage of a powerful high current discharges in gases"*. Proc. IX ICIPG, Bucharest. Rumania. Vol I, 212.

Vikhrev V. Braginskii S., 1980. *"Dinamics of the Z pinch"*. Reviews of Plasma Physics, M. A. Leontovich editor Vol **10**, 425.

Zakaullah M., Imtiaz Ahmed, Nasir Rashid, Murtaza G., Beg M. M., 1993. *"Influence of insulator contamination by copper evaporation on neutron yield in a low-energy Plasma Focus"*. Plasma Phys. and Control. Fusion, **35**, 689.

Zakaullah M. ,Baig T. J., Beg S., Murtaza G. 1989. *"Efect of insulator sleeve on neutron emission in Plasma Focus"*. Phy. Lett., **137A**, 39.

FCEyN BIBLIOTECA

Agradecimientos

En primer lugar quiero agradecer a quien dirigió esta Tesis, el Doctor Horacio A. Bruzzone, por su comprensión y disimulo por mis errores, por sus ideas y comentarios, por su constante estímulo y por darme la total libertad para que organice mis tiempos, hecho éste que permitío concluir ésta Tesis.

También para los alumnos, hoy muchos ya graduados, que colaboraron en el trabajo experimental. Para Francisco Craig, Ricardo Maqueda, Gabriela Bagalá, Mariano Kronberg, Dalila Ferraro, María Calvi y Leonardo Blanga, mi más grato agradecimiento.

A Roberto Delellis y Fernando Minotti, por aguantarme cuando iba a su oficina para pensar en voz alta.

A Cesar Moreno por su guía en temas de cálculo numérico, que no dieron ningún resultado para incluir en esta Tesis, pero que me sirvieron de mucho.

A Diana Grondona y Adriana Márquez, por su companierísmo, y haber aguantado mis mal humoradas.

Al Doctor Fausto Gratton, Director de INFIP y en su nombre a su personal por la colaboración prestada durante todos estos años.

En general a todo el plantel investigadores del INFIP, excluido los Profesores ya que si figuran en esta hoja no pueden integrar el Jurado de mi Tesis.

A Leonilda, mi esposa, por haberme alentado en este último año.