

Tesis de Posgrado

Foco de plasma producido mediante un sistema de electrodos coaxiales

Bruzzone, Horacio

1976

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:

Bruzzone, Horacio. (1976). Foco de plasma producido mediante un sistema de electrodos coaxiales. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1514_Bruzzone.pdf

Cita tipo Chicago:

Bruzzone, Horacio. "Foco de plasma producido mediante un sistema de electrodos coaxiales". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1976.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1514_Bruzzone.pdf

Universidad de Buenos Aires
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

FOCO DE PLASMA PRODUCIDO
MEDIANTE UN SISTEMA DE ELECTRODOS COAXIALES

Horacio Bruzzone

Tesis presentada para optar al título de
Doctor en Ciencias Físicas

Buenos Aires, septiembre de 1976

1574

INDICE

	Pag.
<u>CAPITULO I</u>	
I. Introducción	1
<u>CAPITULO II</u>	
II. Descripción y principio de funcionamiento de los P.F. Estado actual de la investigación en el tema.	5
II.1 Descripción	5
II.2 Estado actual de la investigación	6
II.2.1. Dinámica de la lámina	6
II.2.2. El Foco	10
<u>CAPITULO III</u>	
III. Equipo Utilizado	22
III.1 Consideraciones Generales	22
III.2 Descripción en bloques	22
III.2.1. Sistema de vacío	22
III.2.2. Sistema de electrodos	23
III.2.3. Banco de condensadores	23
III.2.4. Fuente de alta tensión y sistema de control de carga del banco de condensadores	24
III.2.5. Sistema de descarga del banco de condensadores	24
III.3 Modificaciones introducidas	26
III.3.1. Remodelación del banco de condensadores	26
III.3.2. Disminución de la inductancia parásita	27
III.3.3. Sistemas de electrodos alter nativos	29
	29

III.4	Diagnósticas utilizadas	29
III.4.1.	Bobina de Rogowsky	29
III.4.2.	Sondas magnéticas	32
III.4.3.	Fotografía ultrarápida	34
III.4.4.	Detector de neutrones y Rayos X por centelleo	36
III.4.5.	Detector de neutrones por activación	37
III.4.6.	Detector de microondas	39

CAPITULO IV

IV.	Mediciones en la etapa coaxial	41
IV.1	Resultados obtenidos por medio de sondas magnéticas	41
IV.1.1.	Resultados	42
IV.2	Resultados obtenidos por medio de fotografía ultrarápida	48
IV.2.1.	Imágenes frontales de la lámina de corriente	48
IV.2.2.	Imágenes laterales de la lámina de corriente	49

CAPITULO V

V.	Mediciones en la etapa del colapso	51
V.1.	Mediciones realizadas en el equipo original	51
V.1.1.	Pico en la derivada de la corriente	51
V.1.2.	Aspectos visibles del colapso radial	54
V.1.3.	Pulsos de Microondas	55
V.1.4.	Detección de Rayos X y n con resolución temporal	56
V.2.	Mediciones realizadas en el equipo modificado	58
V.2.1.	Reproducibilidad	58
V.2.2.	Producción de neutrones	58
V.2.3.	Derivada de la corriente de descarga	59

CAPITULO VI

VI.	Leyes de Escala	60'
VI.1	Leyes de Escala en Fusión Nuclear Controlada	60'

CAPITULO VII

VII.	Análisis de Resultados y Conclusiones	65
------	---------------------------------------	----

APENDICE I

A.I.	Determinación de la inductancia parásita L_0 y la resistencia parásita	70
A.I.1.	Pruebas con el P.F. I	70
A.I.2.	Pruebas con el P.F. modificado	72

APENDICE II

A.II.	Modelo de Barridora de Nieve	73
A.II.1	Descripción general	73
A.II.2.	Modelo Simplificado	76
A.II.3.	Modelo generalizado	78
A.II.4.	Modelo B.N. radial	82

REFERENCIASAGRADECIMIENTOS

C A P I T U L O I

INTRODUCCION

I. Introducción

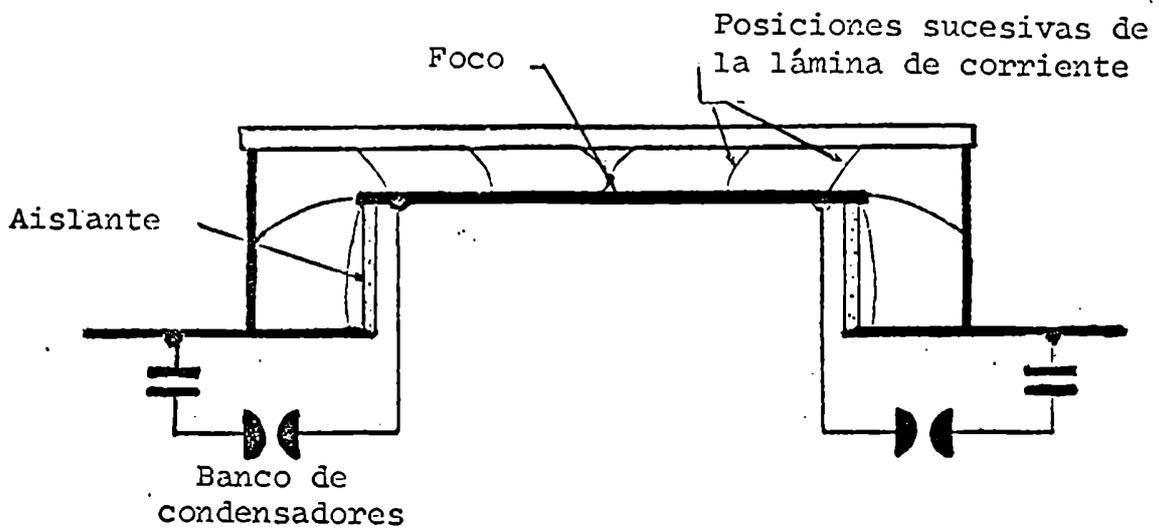
El tema de este trabajo es estudiar las propiedades de los plasmas generados en equipos Plasma Focus, del tipo coaxial, especialmente las vinculaciones entre las características de su fase coaxial y la etapa de focalización del plasma.

Históricamente, el fenómeno de la focalización del plasma (de donde reciben el nombre estos equipos) fue descubierto por Filippov (1) en 1960, modificando un equipo z-pinch con paredes metálicas. Luego en 1964, el mismo efecto fue encontrado por Mather (2), en un acelerador coaxial. Los diversos equipos existentes en la actualidad son desarrollos de estas dos líneas; la Fig. 1.1. muestra la geometría de ambos tipos.

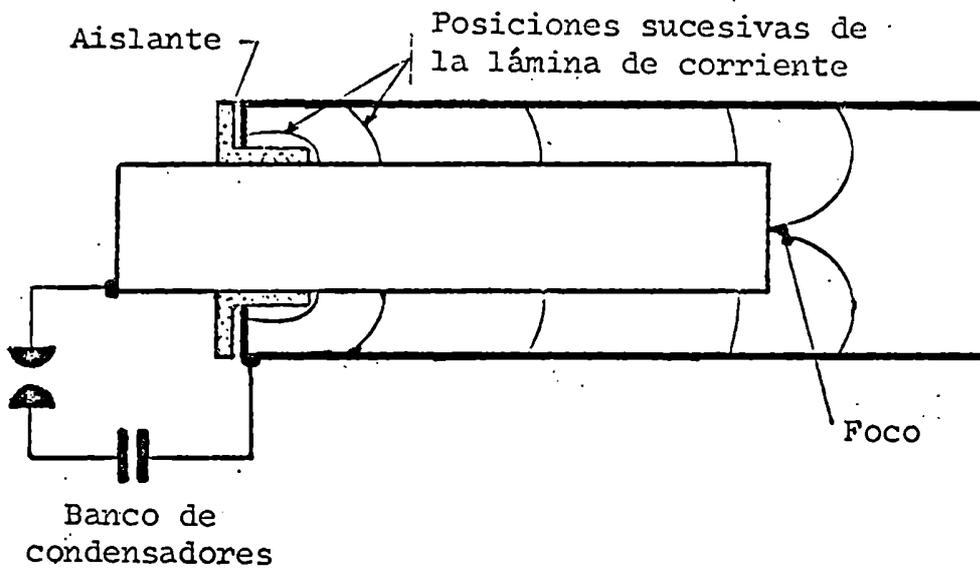
Los Plasma Focus han despertado considerable interés en el campo de la Fusión Nuclear Controlada pues, hasta el presente, son los equipos que producen mayor cantidad de reacciones de fusión por unidad de energía entregada. Al mismo tiempo, son relativamente baratos y de sencilla construcción y manejo. Su interés radica no solo en la posibilidad de su eventual utilización como reactor nuclear de fusión (posibilidad que todavía no puede ser afirmada) sino también en la posibilidad de usarlos como facilidad simuladora de un reactor de fusión, a los efectos de probar materiales de estructura, daños por radiación, etc. (3). En este sentido, ya existe un proyecto del Lawrence Livermore Laboratory (4), para construir un Plasma Focus de 1MJ, que opere en forma repetitiva con una frecuencia de un disparo por segundo y que serviría plenamente a esos fines.

La utilidad de los PF no se agota en el terreno de la Fusión Controlada. Estos equipos pueden considerarse como fuentes pulsadas de Rayos X y de neutrones prácticamente monoenergéticos y desde ese punto de vista, aventajan ampliamente en costo, intensidad y duración a todas las fuentes conocidas (3, 5) otorgándoles un amplio campo futuro.

Recientemente, un equipo PF (6) ha sido utilizado para si-



Equipo Tipo Filippov



Equipo Tipo Mather

Fig.: 1.1 Geometría de los equipos P.F.

mular las condiciones del núcleo de un reactor de fisión gaseoso. Como puede verse, las perspectivas de estos equipos son amplias, aún fuera del ámbito de la Fusión Nuclear Controlada.

El fenómeno de la focalización consiste primordialmente en el colapso de una lámina de corriente de estructura compleja. El plasma resultante es denso y caliente y, a través de mecanismos complicados que no se conocen en la actualidad, una considerable fracción de las partículas que lo componen es acelerada a energías muy elevadas (mayores que 1 MeV). La presencia de intensos campos magnéticos, lo complicado de la geometría, la corta duración del fenómeno (~ 100 nseg) y el tamaño pequeño del foco (~ 1 mm) concurren a dificultar tanto la elaboración de modelos teóricos completos como la realización de mediciones precisas de sus propiedades y estructura. Por estas razones, y a pesar de los casi 15 años de investigación desarrollada sobre el tema no se ha llegado aún a dar una explicación global satisfactoria de su funcionamiento. Una dificultad adicional proviene de la falta de reproducibilidad en la formación del foco, que tampoco ha recibido explicaciones satisfactorias.

La ausencia de un modelo que explique globalmente el fenómeno del foco deja campo abierto a numerosas motivaciones para la investigación teórica y experimental en el tema. Por ejemplo, no se puede afirmar en forma definitiva que los equipos PF actualmente existentes funcionen en regímenes óptimos respecto de la producción de reacciones de fusión.

El trabajo realizado consistió en primer lugar en el montaje, prueba y puesta a punto de un equipo PF, cuyos elementos fueron donados por el Stevens Institute of Technology. Se construyeron un conjunto de instrumentos para diagnósticas (sondas magnéticas, bobinas de Rogowsky, detector de microondas, detector de Rayos X y neutrones por centelleo, detector de neutrones por activación), que fueron utilizados para determinar las propiedades del plasma en sus diversas etapas. Durante el desarro-

llo del trabajo, se realizaron diversas modificaciones al equipo, sugeridas por las mismas necesidades de la investigación.

En el capítulo II se da una descripción somera del funcionamiento de los PF y se intenta hacer una recopilación de los resultados obtenidos en todo el mundo hasta la fecha.

En el capítulo III se describe el equipo montado originalmente, las modificaciones introducidas con posterioridad y los detalles técnicos y constructivos de las diagnósticas utilizadas. En el Apéndice I se describe la determinación de la inductancia parásita del equipo, parámetro que resulta sumamente importante.

En el capítulo IV se dan los resultados del estudio de la etapa coaxial de la descarga realizado usando sondas magnéticas y fotografía ultrarápida.

En el capítulo V se muestran los resultados del estudio de la focalización, usando la bobina de Rogovsky, fotografía ultra rápida, detección de Rayos X y neutrones por centelleo y detección de neutrones por activación, para el equipo original y para el equipo modificado.

En el capítulo VI se comentan las leyes de escala para la producción de reacciones de fusión sugeridas por otros autores y se propone, sobre la base de un sencillo modelo (que se describe junto con el modelo de barredora de nieve en el Apéndice II), una nueva ley de escala que involucra más parámetros del equipo y que resulta compatible con las leyes anteriores en los rangos de parámetros en que éstas fueron encontradas.

Por último en el capítulo VII se dan las conclusiones y se discuten y comentan los principales resultados. También se enumeran un conjunto de líneas futuras de investigación que el presente trabajo deja abiertas.

El autor quiere dejar también expresa constancia de un conjunto adicional de tareas cumplidas, que no caen bajo la categoría de "tareas de investigación", pero que resultaron

Indispensables para la realización de este trabajo. Concretamente se trata del acondicionamiento del Laboratorio de Física del Plasma (originalmente utilizado para Microbiología) lo que supuso desarmar mesadas, cañerías, instalar líneas de alimentación eléctrica, efectuar el montaje de un taller mecánico; colaborar en la gestión y manejo de diversos subsidios; gestionar activamente numerosos trámites de compra en nuestro país y en el exterior, etc.

La realización de estas tareas requirió una especial dedicación de parte del autor en cuanto el comienzo de su actividad en el tema coincidió con la gestación del Laboratorio de Física del Plasma.

C A P I T U L O I I

DESCRIPCION Y PRINCIPIO DE FUNCIONAMIENTO DE LOS P.F.
ESTADO ACTUAL DE LA INVESTIGACION EN EL TEMA.

II. Descripción y principio de funcionamiento de los PF.
Estado actual de la investigación en el tema.

II.1. Descripción.

Como ya se mencionara, el fenómeno de la focalización del plasma ha sido observado en dos tipos de dispositivos: los z-pinch con paredes metálicas, y los aceleradores coaxiales de plasma.

Se describe a continuación un equipo de la segunda clase, el cual consta esencialmente de un par de electrodos cilíndricos coaxiales, de algunos centímetros de radio y pocos decímetros de longitud, también llamado "cañón coaxial", sobre los cuales se descarga un banco de condensadores de baja inductancia (del orden de 10^{-8} nH) y cuya capacidad y voltaje varían en un rango que va desde pocos μF hasta miles de μF y desde algunos kV hasta 50 kV, respectivamente.

El conjunto de electrodos está encerrado en una cámara de vacío, que permite elegir el tipo de gas y regular su presión en la zona de la descarga. El gas comunmente usado es el Deuterio, a una presión del orden de algunos milímetros de mercurio.

El voltaje aplicado provoca una descarga en la zona cercana al aislante que sirve de soporte de los electrodos (ver Fig. 2.1.). Durante esta primera etapa, la corriente, que está concentrada en una delgada lámina, comienza a fluir, y es empujada en la dirección axial por la presión $\underline{J} \times \underline{B}$, debida a la presencia del campo magnético azimutal generado por la circulación de la corriente misma. En esta etapa del proceso, la lámina (pese a su estructura compleja que luego se mostrará), puede ser aproximadamente descripta* como un disco plano que se desplaza en la dirección del eje del sistema.

Cuando la lámina de corriente llega al extremo de los electrodos, los rebasa, y adquiere una componente axial en las cercanías de los conductores. La acción del campo magnético azimutal sobre esta componente produce el colapso de la

* En lo que se refiere a la cinemática

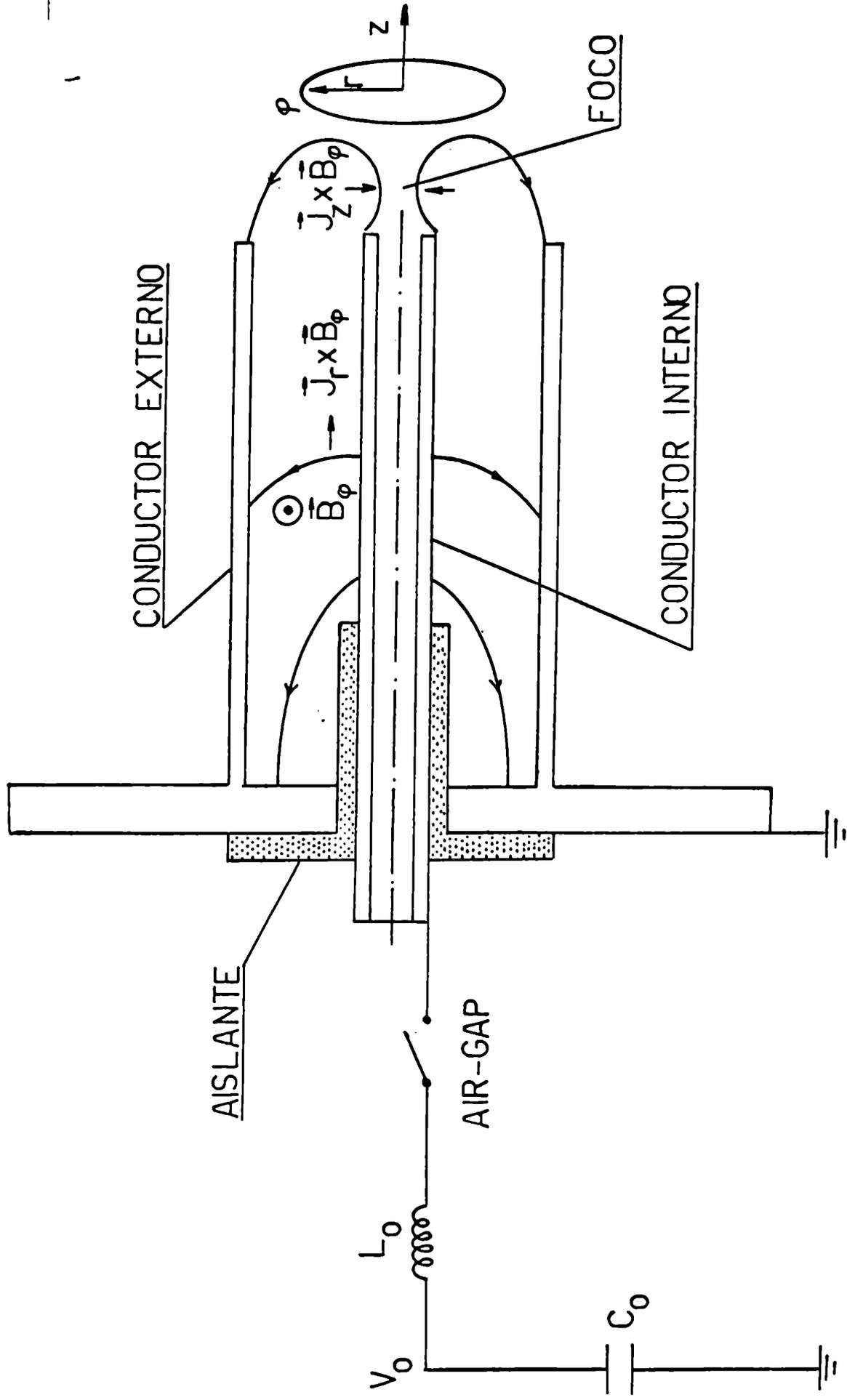


Fig. 2.1 Cañón coaxial y avance de la lámina de corriente

lámina hacia el eje del sistema en las inmediaciones del conductor central (ver Fig. 2.1.) Si se cumplen ciertas condiciones óptimas para la longitud de los electrodos, el voltaje aplicado y la presión, el colapso adquiere gran violencia, y como resultado se forma una región de plasma de alta densidad y energía denominada "foco". En esta etapa del proceso se emiten diversas radiaciones electromagnéticas (infrarrojo, microondas, Rayos X) y, si el gas es Deuterio o una mezcla de Deuterio y Tritio, se puede obtener un pulso de neutrones de fusión nuclear. Un valor típico de la densidad de partículas en el "foco" es de 10^{19} cm^{-3} , la duración es de 0.1 a 0.2 $\mu\text{seg.}$ y la cantidad de neutrones emitidos por descarga va desde 10^6 a 10^{12} , de acuerdo a la energía suministrada y el gas empleado (Deuterio o Deuterio-Tritio).

En la Tabla I se presenta un cuadro esquemático con los parámetros más importantes de los principales equipos existentes en la actualidad. Se han tabulado las características geométricas y eléctricas de los equipos, los principales parámetros del "foco", y las técnicas de medición que en cada caso han dado lugar a los resultados más significativos.

II.2. Estado actual de la Investigación

Con el propósito de presentar el estado actual de la investigación en el tema en forma lo más comprensible posible, se analizarán separadamente los resultados obtenidos para la dinámica general de la lámina y los resultados obtenidos para el "foco" propiamente dicho, entendido éste como la porción del plasma en la que ocurren las reacciones de fusión. Naturalmente, ambos aspectos están íntimamente relacionados, como lo muestra la existencia de una condición de focalización (relación de parámetros eléctricos y mecánicos del equipo que da origen a la producción de reacciones de fusión) pero dado que no existe hasta la fecha ningún modelo satisfactorio para explicar la formación del "foco", la mencionada vinculación no ha sido aclarada.

II.2.1. Dinámica de la lámina

Es conveniente dividir la dinámica de la lámina en tres

etapas: comienzo de la descarga y formación de la lámina, avance en la zona coaxial y, finalmente, desborde y colapso radial. Las etapas posteriores al "foco", si bien interesantes en sí mismas, serán dejadas de lado por cuanto el interés principal de este trabajo se centra en las posibilidades de estos equipos con vista a la Fusión Nuclear Controlada.

II.2.1.1. Comienzo de la descarga

Esta parte es, posiblemente, la menos conocida. En ella interviene la tensión efectiva aplicada sobre los electrodos en el instante inicial, la geometría de los electrodos y aisladores, su naturaleza, la presión y el tipo de gas empleado. En términos generales puede afirmarse que la descarga se inicia sobre el aislante (7) y tiene un aspecto filamentoso. Durante un cierto tiempo, la lámina no avanza sobre el electrodo, sino que se despega del aislante (debido a la presión $\underline{j}_z \times B$) y se endereza, luego de lo cual comienza la etapa coaxial. Esto ha sido comprobado en el presente trabajo, (ver Cap. III). Numerosos investigadores muestran evidencias de láminas no simétricas axialmente: Patou (8), Grunberg (9), Lafferty (10), y éste último ha mostrado además la crucial importancia de la simetría en la producción de reacciones de fusión. Esto conduce a la necesidad de cuidar especialmente la simetría axial del inicio de la descarga, cuidando la simetría de los electrodos, su centrado, la simetría del aislante y su frecuente limpieza, para evitar depósitos que lo alteren. Más detalles sobre la influencia de esta etapa en las propiedades del foco se mostrarán en el parágrafo II.2.2.1.

II.2.1.2. Propagación coaxial

Esta fase ha sido estudiada por numerosos investigadores, (2, 8, 9, 11, 12) con diversas diagnósticas (sondas magnéticas y eléctricas, fotografía ultrarápida, etc.). Existe un modelo, llamado de "barredora de nieve" (snow-plow model) que es el comunmente aceptado para describir la cinemática de la lámina, elaborado originalmente por Rosenbluth (13) para los z-pinch lineales.

Dicho modelo será descripto y comentado en el Apéndice II,

para una geometría cilíndrica coaxial. Como se verá, es posible obtener expresiones analíticas sencillas para la velocidad de la lámina, en términos de los parámetros eléctricos y geométricos del equipo. Esta posibilidad desaparece en los equipos tipo Filippov, donde es necesario resolver numéricamente las ecuaciones. Pese a la cantidad de trabajo experimental realizado, no existe una clara uniformidad de resultados particularmente sobre las dependencias de la velocidad de la lámina con la tensión de carga del banco y la presión de llenado.

La dependencia de esa velocidad con los parámetros del equipo influye directamente en la expresión analítica de la condición de focalización comúnmente aceptada. Valores típicos de la velocidad de avance están en el orden de 10^6 a 10^7 cm/seg.

Se han formulado también modelos más sofisticados, que no sólo cubren la propagación coaxial de la lámina sino también su evolución hasta etapas posteriores al foco, naturalmente, al precio de requerir soluciones numéricas. De ellos mencionaremos el de Dyachenko (14), desarrollado para los equipos Filippov, el de Buttler et. al. (15), que toma un modelo hidromagnético bidimensional, con un valor constante de la corriente de descarga (y por tanto, válido para instantes de tiempo en las inmediaciones del máximo de corriente), el de Gratton y Vargas (16), análogo al anterior pero acoplando las ecuaciones del circuito externo, y finalmente el de Potter (17), que adopta un modelo bidimensional de dos fluidos (iones y electrones), con resistividad, viscosidad y conducción térmica, acoplado al circuito externo a través de la resistencia e inductancia (variable) del cañón coaxial. Este último modelo permite calcular además de la dinámica de la lámina, las propiedades del plasma en la misma, concretamente, densidad y temperatura de iones y electrones, en todo instante del proceso. Un resultado común a todos estos modelos complejos es que, en la fase coaxial, la dinámica coincide con la prevista por el modelo de barredora de nieve, reforzando la validez del mismo.

Conviene mencionar en este punto, que si bien todos los modelos suponen la ausencia de estructuras internas en la lámina, han sido observados filamentos radiales en la misma

(18, 19, 20, 21), por medio de fotografía ultrarápida. Existe una cierta evidencia (22) que indica que esos filamentos tienen una estructura vorticosa de campo magnético y por tanto de flujo de masa y de corriente.

Hardi (23) ha desarrollado un modelo para la estructura de la lámina que muestra que corrugaciones de la misma llevan a la formación de pares de filamentos, cada uno de ellos con vorticidad opuesta. El pequeño diámetro de los filamentos (~ 1 mm), así como la dificultad de predecir el lugar en el que van a aparecer hace prácticamente imposible comprobar con sondas magnéticas la estructura del campo dentro de ellos.

II.2.1.3. Desborde y colapso radial

Esta etapa ha sido estudiada por medio de sondas, fotografía ultrarápida y por métodos interferométricos (3, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30). Tan pronto como la lámina rebasa el conductor central, la corriente adquiere una componente z , lo que hace aparecer una fuerza en la dirección perpendicular al eje de los electrodos que acelera a la porción saliente de lámina hacia el mismo, tomando esta una forma de "sombra", cuyo "mango", de forma aproximadamente cilíndrica continua convergiendo hacia el eje, formándose, al llegar al mismo, una columna de diámetro de aproximadamente 1 mm. Esta parte es interpretada habitualmente como un zpinch (29) en el que la energía cinética radial se ha transformado en energía térmica. Se observan ondulaciones interpretadas como inestabilidades del tipo "sausage" ($m=0$) (31, 32, 33) aunque Bostick (34, 35) las interpreta como efectos debido a estructuras toroidales, que se cierran detrás de la lámina de corriente. En esta etapa del proceso han sido observadas zonas oscuras en la columna, interpretadas por Gribkov et al. (31) como rupturas de la misma debidas a las inestabilidades, y por Teopfer (36) y por Jalufka et al. (37), como zonas de plasma de temperatura tan elevada que no emiten en el visible.

El modelo de barredora de nieve puede usarse para calcular en forma simple el movimiento radial de la lámina suponiendo constante la corriente durante el colapso, y permite

estimamos parámetros importantes de esa etapa, tales como la velocidad media de implosión (Ver Apéndice II). Un cálculo más elaborado ha sido hecho por Paton (3), tomando una expresión sencilla para la variación temporal de la corriente en esa etapa en base a sus datos experimentales, que, junto con la ecuación del movimiento radial es resuelta numéricamente. El punto más crítico del cálculo es la adopción del valor de la masa inicial de la lámina, y Paton elige el valor que mejor ajusta la curva experimental de r vs t . El resultado que obtiene muestra que ésta es mucho menor que la masa de gas a barrer, lo que implica según el citado autor que la etapa de compresión radial está prácticamente desacoplada de la etapa coaxial. Las velocidades radiales calculadas coinciden en magnitud con las medidas por medio de una "streak-camera" y resultan del orden de 3×10^7 cm/seg. El colapso de la lámina, y los tiempos posteriores no pueden calcularse con este modelo simplificado, debido a que, al despreciar el espesor de la lámina de corriente, no se tiene en cuenta las fuerzas que equilibrarán la compresión de la columna.

La estructura filamentosa de la lámina observada en la etapa coaxial se mantiene en esta fase y Bostick (13) muestra incluso fotografías sacadas en tiempos posteriores al colapso en donde se ven claramente esos filamentos.

II.2.2. El Foco

Según lo señaláramos en II.2. llamaremos foco a la parte del plasma en la que, en algún momento de la descarga, se dan condiciones tales que se generan reacciones de fusión. Para reseñar los resultados experimentales y los modelos desarrollados, analizaremos varias cuestiones relativas al foco: 1) su ocurrencia, 2) sus propiedades, es decir, volumen, duración, forma, densidad, etc., 3) su actividad, es decir, características de la emisión de neutrones, de Rayos X, de microondas e infrarrojo y 4) los modelos y mecanismos que se han propuesto para explicarlo.

II.2.2.1. Ocurrencia del Foco.

La ocurrencia del foco está asociada (en forma necesaria pero no suficiente) con una súbita disminución de la corriente de descarga i , lo que es lo mismo, a la aparición de un pico en la derivada de dicha corriente (a veces se observan dos o más picos). Como los tiempos característicos de los diversos equipos (por ej., el período de la descarga) son distintos, se suele referir el tiempo de ocurrencia del foco a algún instante fácilmente identificable del pico en la derivada de la corriente, concretamente su mínimo. Todos los trabajos presentados muestran que ese pico ocurre en las inmediaciones del primer máximo de la corriente, y de este hecho se ha extraído la llamada condición de focalización, que dice que el foco se produce si la lámina de corriente llega al extremo libre de los electrodos en coincidencia con el primer máximo de la corriente (38). Esta condición es comúnmente interpretada diciendo que de esa forma, el colapso radial de la lámina sobre el eje es el más intenso posible. Aunque más adelante se volverá sobre el tema es conveniente hacer notar aquí que esta explicación no es satisfactoria, pues si bien es verdad que en la situación mencionada el colapso resultará el más intenso posible, esto no descarta que otros valores menores de la corriente den colapsos suficientemente intensos como para originar al foco. En consecuencia, algunos autores (8, 29, 39) han sugerido que la focalización ocurre en el máximo de la corriente porque en esa situación es máxima la energía magnética acumulada en el equipo, haciendo la suposición implícita que la energía magnética (o una fracción de ella) se transfiere a las partículas que forman el foco, poniéndolas en condiciones de dar reacciones de fusión. Los resultados que se dan en el Cap. VI muestran que esta explicación es incorrecta, en las conclusiones se discutirá más ampliamente el tema.

Otro punto de mucho interés referente a la ocurrencia del foco en una descarga es su reproducibilidad, particularmente con miras a su posible utilización futura en la FNC. Por reproducibilidad se entiende que descargas en idénticas condiciones de los parámetros externos del equipo, produzcan sustancialmente el mismo número de neutrones. El tema no ha sido estudiado con detenimiento, y los resultados publicados son un tanto confusos y contradictorios. Varios auto-

res mencionan la necesidad de un "acondicionamiento" del equipo, al comenzar a realizar descargas (1, 23, 29, 40) particularmente si el sistema de vacío fue abierto a la atmósfera. Este acondicionamiento consiste en la realización de una serie de descargas, las que dan un número errático de neutrones, hasta que la producción se estabiliza, dentro de un orden de magnitud. El análisis más completo de este fenómeno es el realizado por Filippov (40), midiendo la composición del gas antes y después de cada descarga. El resultado más sorprendente es la variación de dicha composición; en particular, durante la fase errática inicial, muestra que en los casos de mayor producción de neutrones, baja la cantidad de N_2 presente, mientras que en los casos en que la producción de neutrones, es pequeña, la cantidad de N_2 aumenta, hasta que se llega a un cierto equilibrio a partir del cual se obtiene una producción relativamente constante. El mismo autor señala que la presencia de una pequeña proporción de N_2 facilita la ionización en los primeros momentos de la descarga, lo que ayuda a la formación de una buena lámina de corriente. En cuanto a las variaciones en la cantidad de N_2 , no se ofrece ninguna explicación. Una vez que la cámara está acondicionada, se pueden hacer muchos disparos sin cambiar el gas; el autor no aclara si es preciso acondicionarla cada vez que se lo cambia. Otros autores siguen el procedimiento de realizar varias descargas con el mismo gas: Peacock (29) lo cambia cada 5 descargas y Patou (8) cada 10. Este último muestra que el número de neutrones producidos en 150 descargas en idénticas condiciones se distribuye según una ley de Poisson, y que esa distribución es independiente del orden de disparo, cada vez que se cambia el gas, si bien la distribución de los primeros disparos después de cambiar el gas tiene un máximo mayor por un factor 2. Un resultado más difícil aún de explicar es el presentado por Maisonnier (26), quien menciona la necesidad de alrededor de 30 disparos de acondicionamiento de la cámara, pero cambiando el gas (y evacuando hasta 10^{-5} Torr) después de cada disparo. También muestra que, haciendo un disparo en Deuterio con un pequeño porcentaje de Xenón, la cámara se "limpia" y en los próximos disparos, la producción de neutrones sube.

La reproducibilidad está también vinculada a la geometría del aislante entre los electrodos, tal como lo muestra Braun(19) y Filippov (40). Este último consigue no solo mejorar la reproducibilidad, sino también incrementar un factor 2 el número de neutrones producido.

Una causa bien establecida que afecta la reproducibilidad es la formación de nuevas descargas detrás de la lámina de corriente, tal como ha sido mostrado por Bernard (41). Estas "redescargas" ofrecen un nuevo camino a la corriente, disminuyendo la fuerza del colapso. Finalmente la reproducibilidad resulta ser afectada por la geometría y dimensiones de la cámara de descarga, y el material de que está construida. Jalufka (37) muestra que con cámaras cilíndricas, la reproducibilidad es del 25 %, mientras que con una cámara esférica de Al, la reproducibilidad sube al 100 %, con mayor número de neutrones que en el caso cilíndrico.

En cuanto al instante de ocurrencia del foco referido al mínimo del pico del dI/dt , si bien en algunos de los primeros trabajos varios autores (36, 42, 43) afirmaron que la emisión de neutrones coincide con el mínimo, resultados posteriores más precisos (5, 37, 44, 45) muestran que los neutrones se emiten 40 ó 50 nseg. después de dicho mínimo, lo que coincide con los resultados que se presentan en el Cap. V. Algunos trabajos muestran la existencia de dos señales de neutrones, separadas por 50 nseg, en este caso la referencia temporal se hace con la primera de las señales. Esta doble emisión de neutrones, si bien se ha observado en varios equipos, es característica de los tipo Filippov.

II.2.2.2. Propiedades

El tiempo de duración del foco se determina por el ancho temporal del pulso de neutrones. Los valores citados van desde 50 nseg. hasta 150 nseg. aunque no siempre se utiliza el mismo criterio para definir el ancho del pulso. La forma, volumen y ubicación del foco ha sido estudiada principalmente a través de fotografías en Rayos X de la columna, obtenidas por medio de cámaras oscuras (2, 29, 32, 40, 42, 45 a 56), con métodos ópticos (interferometría, fotografía Schlieren y Shadowgraph) (7, 20, 31, 38, 55, 57 a 61)

y por detección colimada de los neutrones (25, 32, 33, 47, 59, 60 a 64). Naturalmente, se presume que los neutrones y Rayos X provienen de la misma zona, que es aquella que tiene la mayor densidad de plasma.

Los resultados con Rayos X muestran que éstos provienen de una región situada aproximadamente a 1 ± 2 cm frente al conductor central, sobre el eje, de forma aproximadamente cilíndrica con un diámetro de ~ 1 mm y una longitud de ~ 1 cm. Usando cámaras oscuras con orificios de 0,1 mm y con filtros de Be para apantallar los Rayos X blandos (de energías inferiores a 5 KeV), Bostick et al. (34) han demostrado que los Rayos X duros provienen de regiones de tamaño mucho menor ($\sim 0,1$ mm). Estas regiones, llamadas puntos calientes por ese investigador, aparecen en número variable de descarga en descarga y no necesariamente sobre el eje de los electrodos. Schönbach (55) también ha encontrado estructuras similares. Los resultados con métodos ópticos muestran una región de alta densidad de plasma, de aproximadamente las mismas características que las fotografías de Rayos X. En trabajos recientes, Bernard et al. (20) y Schmidt et al. (66) presentan evidencias de estructuras de menor tamaño, lo que corrobora los resultados de Bostick en Rayos X. En cuanto a los resultados obtenidos por detección colimada de neutrones son hasta el momento muy preliminares e imprecisos, debido a las dificultades técnicas que implican. Es oportuno mencionar que la emisión de Rayos X duros está correlacionada temporalmente con la emisión de neutrones, lo que ha sido puesto en evidencia por Bostick (71). La densidad del plasma en la zona del foco ha sido determinada por medio de métodos interferométricos pulsados (20, 32, 33, 55, 59, 61, 67) y por medición de la intensidad de los Rayos X emitidos (2, 29, 33, 38, 55). Los valores encontrados van desde 5×10^{18} a 10^{20} cm^{-3} . También han sido medidas las temperaturas electrónicas (T_e) e iónicas (T_i), suponiendo que tanto los electrones como los iones tienen una distribución maxwelliana. Patou (42) encuentra $T_e = 6$ KeV, a partir de la distribución de intensidad de los Rayos X en función de la frecuencia, determinada por el método de los absorbentes. Peacock (28), usando difusión de una haz laser pulsado, determinó $T_e = 5$ KeV, $T_i = 0.7$ KeV. Estos valores son típicos, y coinciden con los medidos por otros investigadores (2, 20, 27, 29, 32, 33, 43, 51, 56, 57, 60, 67, 69).

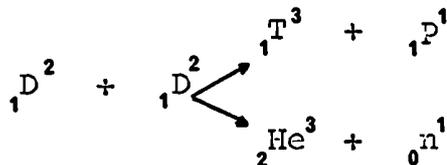
Recientemente han sido detectados en forma directa, haces de iones de alta energía (71)*. La presencia de tales haces es de gran relevancia para aclarar el funcionamiento de estos equipos.

Por último, intensos campos magnéticos han sido medidos en el foco. Peacock (72), usando el desdoblamiento Zeeman en la línea del C^{IV} , encuentra campos de 2×10^6 gauss. Por su parte, Bostick et. al. (70), a partir de la anisotropía de emisión de Rayos X y de las dimensiones de los puntos calientes registradas con fotografías de cámaras oscuras, deriva la presencia de campos magnéticos de hasta 2×10^8 gauss. La diferencia entre ambos valores es explicada por los investigadores del SIT por el hecho que su medición se realiza unos 100 nseg después que la realizada por Peacock, período de tiempo en el cual se desarrollan los campos tan intensos. Además, la medición de Peacock es, por su misma naturaleza integrada en el espacio, mientras la estimación realizada por Bostick se refiere a fenómenos altamente localizados.

Se puede resumir lo dicho hasta ahora diciendo que el foco es una región de alta densidad de plasma, con densidad de electrones (e iones) $n_e \approx n_i \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, de aproximadamente 1 cm de longitud y aproximadamente 1 mm de radio, ubicada frente al electrodo central, con estructuras internas de aproximadamente 0,1 mm de tamaño y temperaturas electrónicas de algunos keV e iónicas inferiores a 1 keV. Al detallar la actividad del foco, aparecerán elementos que completarán este cuadro.

II.2.2.3 Actividad del foco

a) Neutrones. Como ya se mencionara, en el plasma denso y energético que constituye al foco se dan las condiciones para que se produzcan abundantes reacciones de fusión. Si el gas empleado es Deuterio, la reacción de fusión es:



* Ver también (116), (31).

Ambas ramas son aproximadamente equiprobables y la energía total liberada es de 3,2 MeV. En el caso de la rama inferior el neutrón se lleva una energía de 2,45 MeV (en el sistema del centro de masa de los deuterones reaccionantes). Si el gas empleado es una mezcla de deuterio y tritio, la reacción correspondiente es:



Esta reacción es más energética, y el neutrón se lleva una energía de 14,1 MeV. La detección de neutrones de 2,45 MeV (o de 14,1 MeV) es el sistema usual de determinar la existencia de reacciones de fusión. Además, sus propiedades (el número total N emitido, su espectro de energías y su distribución angular) permiten obtener información sobre la naturaleza de los procesos por los que han sido generados. Por este motivo, numerosos investigadores han medido estas propiedades en equipos PF. Los resultados referentes al número total de neutrones producidos se analizan en el Cap.VI; a continuación se procurará dar una síntesis de los otros resultados obtenidos.

El espectro de energías de los neutrones ha sido medido a diversos ángulos respecto del eje del sistema (0°), utilizando placas nucleares (1, 25, 47, 73 a 77) y por tiempo de vuelo de los neutrones (20, 30, 50, 64, 78 a 81). Dentro de los errores experimentales, hay coincidencia en los valores de la energía más probable de los neutrones: $\bar{E} = 2,3\text{MeV}$ a 0° , 2,5 MeV a 90° y 2,1 MeV a 180° , lo que indica una clara anisotropía. La forma de la distribución presenta, en cambio, caracteres contradictorios (algunas veces simétrica y otras no) incluso dentro de la misma experiencia (79). La presencia de un campo magnético externo modifica sensiblemente los espectros (25) y variaciones en la presión de llenado producen también alteraciones (20).

El flujo de neutrones emitidos en función del ángulo también ha sido objeto de numerosas determinaciones. En este caso los resultados no son coincidentes. Por un lado, los equipos tipo Filippov presentan valores de $\phi(0^\circ)/\phi(90^\circ) \approx 1$ (26, 30, 53, 76) mientras que los equipos coaxiales muestran grandes anisotropías (24, 25, 38, 73, 74, 75).

Esto induce a pensar que ambos equipos operan en regimenes diversos. Sin embargo, Bernard et. al. (43) ha mostrado que esa anisotropía depende de la presión y desaparece aumentándola. En un trabajo posterior (60), muestra que la anisotropía depende también del número total de neutrones producidos. Conviene mencionar que la cercanía de materiales de estructura puede contribuir (a través de dispersión elástica de los neutrones) a aumentar la anisotropía, como ha sido demostrado por Maisonnier (77) y por Mather (80). La presencia de neutrones de 14.1 MeV ha sido observada por Bostick (82) en descargas en Deuterio puro, lo que evidencia la presencia de reacciones secundarias de fusión.

b) Radiación Electromagnética

La radiación electromagnética más abundantemente estudiada es la correspondiente a Rayos X. El espectro de los Rayos X emitido ha sido medido por medio de sistemas de filtros absorbentes (filtros de Ross) en el intervalo de 5 a 30keV (42, 47, 50, 83) y por medio de diodos especiales (52). Utilizando placas nucleares, Lee (84) extiende el rango de medición hasta los 300 keV. Los resultados coinciden en general, y la ley espectral obtenida es del tipo E^{-S} , ($E = h\nu$) con $S = 3 + 1$, superpuesta a la cual se encuentra la radiación de líneas espectrales de impurezas provenientes de los electrodos (Cu, W, etc.). Casi todos los investigadores coinciden en que la porción del espectro de menor energía ($E < 10$ keV) puede ser aproximada con una exponencial, en particular, los resultados de Lee (84) y de Mather (52) muestran que el espectro está compuesto de una parte exponencial en la zona de baja energía (Rayos X blandos) y otra parte con una ley de potencia, en la zona más energética. Si bien no se ha medido el espectro para energías superiores a los 300 keV, existen abundantes evidencias de la presencia de rayos gamma con energías de hasta 1 MeV (42, 53, 85), resultado confirmado en este trabajo, ver Cap. V. La emisión es fuertemente abisotrópica. Tanto Bernstein (50) como Lee (37) encuentran que es máxima a 45° del eje del equipo; aunque difieren en las intensidades relativas medidas ($I_{45} / I_{90} = 4,5$ para Bernstein y 1,5 para Lee). La diferencia podría explicarse notando que Lee mide sólo Rayos X de energías superiores a los 200 keV. Bostick también presenta mediciones de fuerte anisotropía, encontrando $I_{90^\circ} / I_{0^\circ} \sim 2$ a 5.

En el rango de infrarrojo se han detectado pulsos de radiación. Bostick (71) ha encontrado la presencia de un pico de aproximadamente 40 nseg de duración, en correspondencia temporal con la emisión de Rayos X duros. El pulso parece tener una estructura fina, que el sistema de detección no consigue resolver. Post (86) analiza pulsos similares y muestra, midiendo el espectro de IR entre 1 y $10\mu\text{m}$, que corresponden a radiación supratérmica, emitida a $\sim 5\mu\text{m}$ si el equipo trabaja a 1,6 Torr y a $10\mu\text{m}$, con una presión de 1,1 Torr.

Señales de microondas de $\lambda = 3$ cm han sido detectadas por Bostick (87) y por Bruzzone et. al. (21); son emitidas en coincidencia con los Rayos X duros, y están formadas por pulsos de muy corta duración (3 a 10 nseg) en número variable (2 a 5). La señal está polarizada, con $E_{\perp} < E_{\parallel}$.

II.2.2.4 Modelos

La actividad del foco reseñada en el punto anterior evidencia la operación de varios mecanismos de calentamiento y de transferencia selectiva de energía a una pequeña fracción de partículas. Respecto a la generación de neutrones, dos modelos surgieron casi desde el comienzo de la investigación en el tema: el modelo de la "caldera móvil" (30) y el modelo llamado "haz-blanco" (50). El primero supone que el foco está formado por un plasma denso y termalizado, con temperaturas de deuterones elevadas (5 a 10 keV) y que las reacciones de fusión son termonucleares. Para explicar la anisotropía de la energía de los neutrones, supone además que el foco se desplaza sobre el eje, alejándose de los electrodos, con velocidades adecuadas. Las temperaturas requeridas se originarían por la transformación directa de la energía cinética de la lámina en energía térmica del plasma en el momento del colapso (27), con calentamientos ulteriores a través de comprensión adiabática, efecto Joule y disipación viscosa. Sin embargo, si bien la termalización de los iones resulta posible (el tiempo de equipartición de la energía entre iones es ~ 1 nseg), las temperaturas resultantes son de pocos centenares de eV, para las típicas velocidades de colapso (1 a 3×10^7 cm/secg). Los otros mecanismos de calentamiento mencionados podrían elevar la temperatura hasta cerca de 1 keV (14, 36, 67), valor que coincide con los medidos, pero resulta claramente bajo para explicar por mecanismos termonucleares el número de neutrones producido.

El segundo modelo supone que en el foco se generan haces de deuterones de alta energía (> 100 KeV) en la dirección del eje, y que estos deuterones fusionan al chocar contra los deuterones que encuentran en su camino. El mecanismo de aceleración sugerido se basa en los intensos campos eléctricos inducidos que se originan en los z-pinch al producirse la ruptura de la columna por inestabilidades del tipo "sausage" ($m=0$).

Ninguno de estos modelos sencillos consigue explicar todas las propiedades de la emisión neutrónica: el de la "caldera móvil", aparte de requerir temperaturas mucho mayores que las observadas, no puede aclarar convenientemente la anisotropía de los flujos; el "haz-blanco", como ha sido evidenciado por Lee et al. (78) no logra explicar contemporáneamente la anisotropía en flujos y energías. Ante las deficiencias de estos modelos han surgido una variedad de nuevas explicaciones sobre los mecanismos que producen las reacciones de fusión que, en definitiva, resultan ser mezclas de los dos modelos descriptos.

Así, Lee (78) propone un modelo llamado de iones convergentes, que consiste esencialmente en suponer que las reacciones de fusión se producen por la interacción de haces de iones (provenientes de la lámina de corriente) que convergen sobre el eje del equipo. El punto de convergencia se desplaza en la dirección z positiva como consecuencia de la naturaleza ligeramente cónica del colapso de la lámina y este hecho conduciría a una velocidad aparente de la fuente de neutrones. El mencionado autor no explica el origen de los haces.

Bernstein (88) sugiere un modelo basado en la aceleración de los iones por campos eléctricos y magnéticos cruzados. La sustentación del modelo requiere que el campo magnético azimutal difunda en el plasma en tiempos inferiores a la vida del foco, lo que exige adoptar valores anómalos de la conductividad eléctrica. El mismo autor ofrece evidencias experimentales indirectas que sugerirían la existencia de conductividades anómalas (25, 89). Los valores de la producción de neutrones estimados con este mecanismo por el mismo Bernstein* y por Gary (90) están de acuerdo con los resultados experimentales.

Utilizando simulaciones numéricas tridimensionales, Potter y Haines (91) encuentran que la función de distribución

* (115)

de los iones en el foco puede ser térmica, con baja temperatura, si la densidad es elevada o térmica con mayor temperatura y una componente de alta energía (haz), para densidades más bajas. Esto llevaría a establecer la existencia de dos regímenes distintos, lo que estaría de acuerdo con los resultados ya mencionados de Bernard et al. (43), y también con los de Conrads et al. (63). En una línea similar se sitúan Maisonnier et al. (44, 92), quienes afirman que el origen del primer pulso de neutrones, en los equipos tipo Filippov, proviene de mecanismos de aceleración, mientras que el segundo tiene origen termonuclear. Este modelo se basa en la ruptura de la columna por inestabilidades tipo "sausage" (primera emisión); el posterior ensanchamiento y calentamiento turbulento de la columna produciría un plasma menos denso ($\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) pero más caliente (5 a 10 KeV) que originaría la segunda emisión. La existencia de turbulencia se apoya en los resultados de Bernard et al. (93), pero el modelo no está de acuerdo con la evidencia presentada por Filippov (61) en el sentido que la columna no se ensancha y con el hecho que temperaturas tan elevadas no han sido medidas pese a los cuidadosos trabajos de Peacock (28). Finalmente, Bostick sostiene que el mecanismo de producción de neutrones está asociado primordialmente a las estructuras vorticosas toroidales que dan origen a los "puntos calientes" emisores de Rayos X duros (34). El mecanismo de aceleración de iones sugerido (Wardi, comunicación privada, 1975) es la formación de "cátodos virtuales" (94) por limitación de portadores de carga en las zonas de elevada densidad de corriente. Este fenómeno originaría la generación de múltiples haces de elevada energía. Hasta el presente no hay argumentos para aceptar o rechazar ninguno de estos modelos y/o mecanismos propuestos, varios de los cuales tienen aspectos complementarios. Incluso, la experiencia acumulada parece indicar que son válidos unos u otros según la geometría utilizada (los Filippov parecen funcionar principalmente en regímenes termonucleares y los Mather en regímenes con haces) y el rango de energías y/o presiones elegidos (20, 43, 60).

El espectro continuo de Rayos X emitidos es interpretado unánimemente como radiación de frenado de los electrones. La parte de baja energía puede ser explicada como emisión térmica, y las temperaturas de electrones que se obtienen de ella coinciden con las obtenidas por otros métodos. La parte de alta energía, con su ley de potencias, no tiene explicaciones satisfactorias hasta el presente si bien al-

gún trabajo se ha realizado en esa dirección (50, 84). Debido a la carencia de modelos completos, la emisión de Rayos X de energías de centenares de KeV es una clara indicación de que en el foco se forman intensos haces de electrones de alta energía. Es oportuno apuntar aquí que la existencia de electrones acelerados sugiere fuertemente la posibilidad de la presencia de haces energéticos de iones.

Las radiaciones emitidas en el infrarrojo y en la banda de microondas han sido poco estudiadas y solo se dispone de explicaciones preliminares. Respecto del pulso de infrarrojo, su interpretación debe buscarse en el hecho que la frecuencia de plasma de electrones, para densidades del orden de $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, cae justamente en ese rango. Post (31) ha sugerido la posibilidad de explicar la emisión en base a inestabilidades generadas por haces acelerados; en cambio Wardi (comunicación privada) sostiene que el pulso es debido a radiación ciclotrónica (que también está en ese intervalo de frecuencias para campos magnéticos de 10^8 Gauss).

Con referencia a los pulsos de microondas observados, los investigadores del SIT, basándose en las estructuras de corriente que dan origen a los "puntos calientes" y en la polarización de la radiación, proponen un modelo dipolar para la emisión. El tema será discutido más ampliamente en las conclusiones, a la luz de los resultados presentados en este trabajo.

TABLA I

PARAMETROS MAS IMPORTANTES DE LOS PRINCIPALES EQUIPOS P.F.

UBICACION E INVESTIGADOR PRINCIPAL	TIPO DE APARATO Y PARAMETROS	GAS USADO PRESIONES	INVESTIGACIONES MAS SIGNIFICATIVAS
Institute Kurchatov of Atomic Energy, Moscú (N.V. Filippov) Ref.: 1, 14, 30, 31, 40, 53, 54, 56, 61, 67, 112.	Filippov; $V_0 = 15$ a 45 kV $C = 30$ a $270 \mu F$ $a = 12$ cm; $b = 19$ cm; altura del electrodo central = 13 cm; altura de la cámara = 20 cm. Hay otras versiones, pero no se dispone de datos precisos de los parámetros.	D_2 , $0,02$ a 60 Torr	Primer P.F. Determinación de espectro de neutrones y de protones de fusión. Detección de haces de iones. Modelos semi-empiricos de leyes de escala. Leyes de escala con la corriente de descarga.
UKAEA, Culham (N. Peacock) Ref.: 28, 29, 32, 57, 58, 69.	Mather; $V_0 = 40$ kV; $C = 94 \mu F$ $a = 2,5$ cm; $b = 5$ cm; $l = 18,5$ cm aislante: pyrex, 5 cm $L_0 = 26$ nHy	D_2 , $0,2$ a 3 Torr	Medición de temperatura de electrones e iones. Primeros intentos de leyes de escala. Medición de densidades. Medición de campos magnéticos.

cont.

TABLA I (cont.)

UBICACION E INVESTIGADOR PRINCIPAL	TIPO DE APARATO Y PARAMETROS	GAS USADO PRESIONES	INVESTIGACIONES MAS SIGNIFICATIVAS
Los Alamos Scientific Laboratory, New Mexico (J.W. Mather) Ref.: 2, 5, 7, 38, 39, 52, 80.	Mather, $V_0=20kV$; $C=45 \mu F$ $a=2,5cm$; $b=4,8cm$; $l=25cm$ aislador: Pyrex, 5 cm $L_0 = 16 nHy$	D_2 ; 0, 2-1, 5 Torr	Primer P.F. coaxial. Modelo caldera móvil Anisotropía de emisión de neutrones (en energía y en flujos). Medición de densidad de partículas con resolución espacial. Medición de temperatura de electrones. Efecto de campos externos Leyes de escala con la corriente.
	Mather, $V_0=29kV$; $C=50 \mu F$ $a=2,5cm$; $b=4,8cm$; $l=25cm$ aislador: Pyrex, 5 cm $L_0 = 16 nHy$	D_2 : 2-4 Torr 50% D_2 + 50%T	
	Mather, $V_0=52kV$; $C=96 \mu F$ $a=5cm$; $b=7,5cm$; $l=23cm$ aislador: Pyrex, 10 cm $L_0 = ?$	D_2 , 6 Torr	
	Mather: $V_0=20kV$; $C=360 \mu F$ $a=5cm$; $b=7,5cm$; $l=25cm$ $L_0 = ?$	D_2 , 5-10 Torr	

cont.

TABLA I (cont.)

UBICACION E INVESTIGADOR PRINCIPAL	TIPO DE APARATO Y PARAMETROS	GAS USADO PRESIONES	INVESTIGACIONES MAS SIGNIFICATIVAS
Centre d'Etudes de Limeil (A. Bernard) Ref.: 20, 41, 42, 43, 59, 60, 64, 73, 75, 93.	Mather; $V_0=20kV$; $C=90 \mu F$ $a=2,5cm$; $b=5cm$; $l=18,5cm$ $L_0 = 32 nHy$ Mather; $V_0=50kV$; $C=30 \mu F$ $a=2,5cm$; $b=5cm$; $l=20cm$ $L_0 = 53 nHy$ Mather; $V_0=50kV$; $C=60 \mu F$ $a=5cm$; $b=7,5cm$; $l=160cm$ aislante: Pyrex 5 cm $L_0 = 27 nHy$ Mather; $V_0=50kV$; $C=60 \mu F$ $a=9,5cm$; $b=12,5cm$; $l=10cm$ aislante: Pyrex 5cm $L_0 = 27 nHy$	D_2 , 1,5 a 3 Torr D_2 , 3 a 9 Torr D_2 , 5 a 22 Torr D_2 , 5 a 22 Torr	Espectro de Rayos X Determinación de densidades de partículas y de temperaturas electrónicas e iónicas. Anisotropía de emisión de neutrones. Evidencia de microionestabilidades.
Acrospace corporation El Segundo (M.J. Bernstein) Ref.: 25, 47, 50, 62, 68, 74, 83, 88, 89, 115.	Geometría paraboloideal $V_0=20-40kV$; $C=84 \mu F$, $336 \mu F$ Mather; $V_0=18kV$; $C=168 \mu F$ $a=3,9cm$; $b=7,5cm$; $l=22cm$ $L_0 = 13 nHy$	D_2 , 0,7 Torr D_2 , 2,5 Torr D_2 , 4-10 Torr	Espectro de Rayos X Posición de fuente de neutrones, modelo de aceleración por campos cruzados, evidencia de resistividad anómala del Plasma.

cont.

TABLA I (cont.)

UBICACION E INVESTIGADOR PRINCIPAL	TIPO DE APARATO Y PARAMETROS	GAS USADO PRESIONES	INVESTIGACIONES MAS SIGNIFICATIVAS
Sandia Laboratory, Albuquerque. (E.H. Beckner) Ref.: 27, 36, 46, 109.	Mather; $V_0=20kV$; $C=90 \mu F$ $a=2,5cm$; $b=5cm$; $l=25cm$ aislante: Pyrex $L_0 = ?$	D_2 , 2,5 Torr He, 2,5 Torr Ne, 0,5-0,7 Torr	Espectro de Rayos X Modelo para generaci3n de Rayos X; Modelo para calentamiento del plasma en la compresi3n radial.
	Mather; $V_0=20kV$; $C=135 \mu F$ $a=2,5cm$; $b=5cm$; $l=25cm$ aislante: cer3mico 4 cm $L_0 = 7 nHy$	D_2 , 3,5 Torr	
Stevens Institute of Technology, Hoboken. (W.H. Bostick) Ref.: 9, 18, 22, 23, 24, 35, 45, 49, 70, 71, 82, 87, 108.	Mather; $V_0=25kV$; $C=45 \mu F$ $a=1,7cm$; $b=5cm$; $l=15,8cm$ aislante: 5,2 cm de Pyrex $L_0 = 21 nHy$	D_2 , 5 Torr A, 0,5 Torr He, 5 Torr	Estructuras filamento- sas en la l3mina de co- rriente. Pulsos de mi- croondas. Pulsos de in- frarrojo. Presencia de neutrones secundarios. (14,1MeV). Fuentes muy pequeñas de Rayos X, (Hot-spots). Campos mag- néticos locales de más de 100 Mgauss. Modelos teóricos de formaci3n de estructuras vorti- cosas en la l3mina de corriente.

cont.

TABLA I (cont.)

UBICACION E INVESTIGADOR PRINCIPAL	TIPO DE APARATO Y PARAMETROS	GAS USADO PRESIONES	INVESTIGACIONES MAS SIGNIFICATIVAS
Laboratori Gas Ionizza- ti, Frascati. (Ch. Maisonnier) Ref.: 26, 44, 48, 51, 76, 77, 85, 92, 119	Filippov; $V_0=40kV$; $C=150\mu F$ $a=18,5cm$; $b=27cm$; altura del electrodo central=13 cm; altura de la cámara=20cm. Mather; $V_0=40kV$; $C=45\mu F$ $a=2,5cm$; $b=5cm$; $l=23cm$ $L_0 = 30 nHy$	D_2 , 1-2 Torr D_2 , 2-12 Torr	Espectro y anisotropía de neutrones; leyes de escala; modelos teóricos.
Vanderbilt University, Nashville. (J.H. Lee) Ref.: 6, 24, 37, 78, 84.	Mather; $V_0=20kV$; $C=125\mu F$ $a=2,5cm$; $b=5cm$; $l=30cm$ aislante: 5cm de Pyrex $L_0 = 18 nHy$	D_2 , 1-10 Torr	Espectro de X, Espectro de neutrones, Anisotropía de X y de neutrones. Modelo de iones convergentes.
Technische Hochschule, Darmstadt (L. Michel) Ref.: 19, 65, 81, 111.	Mather; $V_0=20kV$; $C=6,7\mu F$ $a=0,8cm$; $b=25,cm$; $l=10cm$ aislante: 3cm de Pyrex $L_0 = 24 nHy$	D_2 , 4 Torr	Alta eficiencia de producción de neutrones. Espectros de energía de iones, electrones y neutrones.

cont.

TABLA I (cont.)

UBICACION E INVESTIGADOR PRINCIPAL	TIPO DE APARATO Y PARAMETROS	GAS USADO PRESIONES	INVESTIGACIONES MAS SIGNIFICATIVAS
Institute of Plasma Physics, Stuttgart. (H.Rapp;H.Kaepfeler) Ref.: 33, 66, 110, 113, 114.	Mather; $V_0=20kV$; $C=61,6 \mu F$ $a=2,5cm$; $b=4,5cm$; $l=24,5cm$ aislante: 1,7 cm $L_0=60 nHy$	$D_2, 1 Torr$	Leyes experimentales de escala introducción de la presión y la longitud de los electrodos. Modelos teóricos complejos de la formación del foco. Medición con resolución espacial y temporal simultánea de emisión de Rayos X.
Institut für Plasma-physik, Jülich. (H. Conrads) Ref.: 79, 63	Mather; $V_0=40kV$; $C=22 \mu F$ $a=3cm$; $b=5,5cm$; $l=3cm$ $L_0=?$	$D_2, 1 Torr$	Medición del espectro de neutrones por tiempo de vuelo. Interacción foco-blanco de Litio. Determinación de la zona emisora de neutrones.

cont.

TABLA I (cont.)

UBICACION E INVESTIGADOR PRINCIPAL	TIPO DE APARATO Y PARAMETROS	GAS USADO PRESIONES	INVESTIGACIONES HAS SIGNIFICATIVAS
Plasma Laboratory, Columbia (R.S. Post) Ref.: 86	Mather $V_0=32kV; C=30, 3 \mu F$ $a=2, 5cm; b=5cm; l=23cm$ $L_0 = 100 nHy$	$D_2, 1,6 Torr + 3 \% A$	Medición con resolución temporal del espectro de I.R. emitido por el foco.
Institute of Nuclear Research, Polonia (J. Appelt) Ref.: 55	Mather; $V_0=50kV; C=21 \mu F$ $a=2, 5cm; b=5cm; l=30cm$ $L_0 = ?$	$D_2, 0,5 a 2 Torr$	Evolución temporal de la densidad de partículas. Influencias de electrodo central hueco o macizo.

C A P I T U L O I I I

EQUIPO UTILIZADO

III. Equipo Utilizado

III.1 Consideraciones Generales

El trabajo fue realizado con un equipo construido con elementos donados por el S.I.T. a través del Dr. Winston Dostick. Este equipo (P.F.I) sufrió luego diversas modificaciones con el propósito de adquirir experiencia para el diseño de un nuevo equipo P.F. (P.F.II) que será íntegramente construido en nuestro Laboratorio. Las modificaciones realizadas tenían los siguientes objetivos:

- a) Disminuir el volumen ocupado por el banco de condensadores y mejorar la comodidad de conexión con los electrodos coaxiales.
- b) Disminuir la inductancia parásita externa.

III.2 Descripción en bloques

La figura 3.1 muestra un diagrama en bloques del equipo. Se describirá brevemente las características de las partes que componen el equipo utilizado para la mayor parte del trabajo, y luego se mencionarán las modificaciones introducidas.

III.2.1 Sistema de vacío

La figura 3.2 muestra una vista de conjunto del sistema. El bombeo se realiza a través de un conjunto de bombas mecánica-difusora con una velocidad efectiva de 300lts/seg. La presión final obtenible es 10^{-5} Torr. El sistema cuenta con los mecanismos usuales de protección para las bombas y con una trampa metálica a la salida de la difusora que permite, de ser preciso, reducir la presión final del equipo. La cámara de descarga consiste en una cruz de vidrio Pyrex de $4\frac{1}{4}$ " de diámetro y está unida al equipo de bombeo por uno de sus brazos a través de un cuerpo metálico en el que están montados los accesos para los manómetros, para la introducción de gases y un juego de válvulas que permiten aislarla de las bombas.

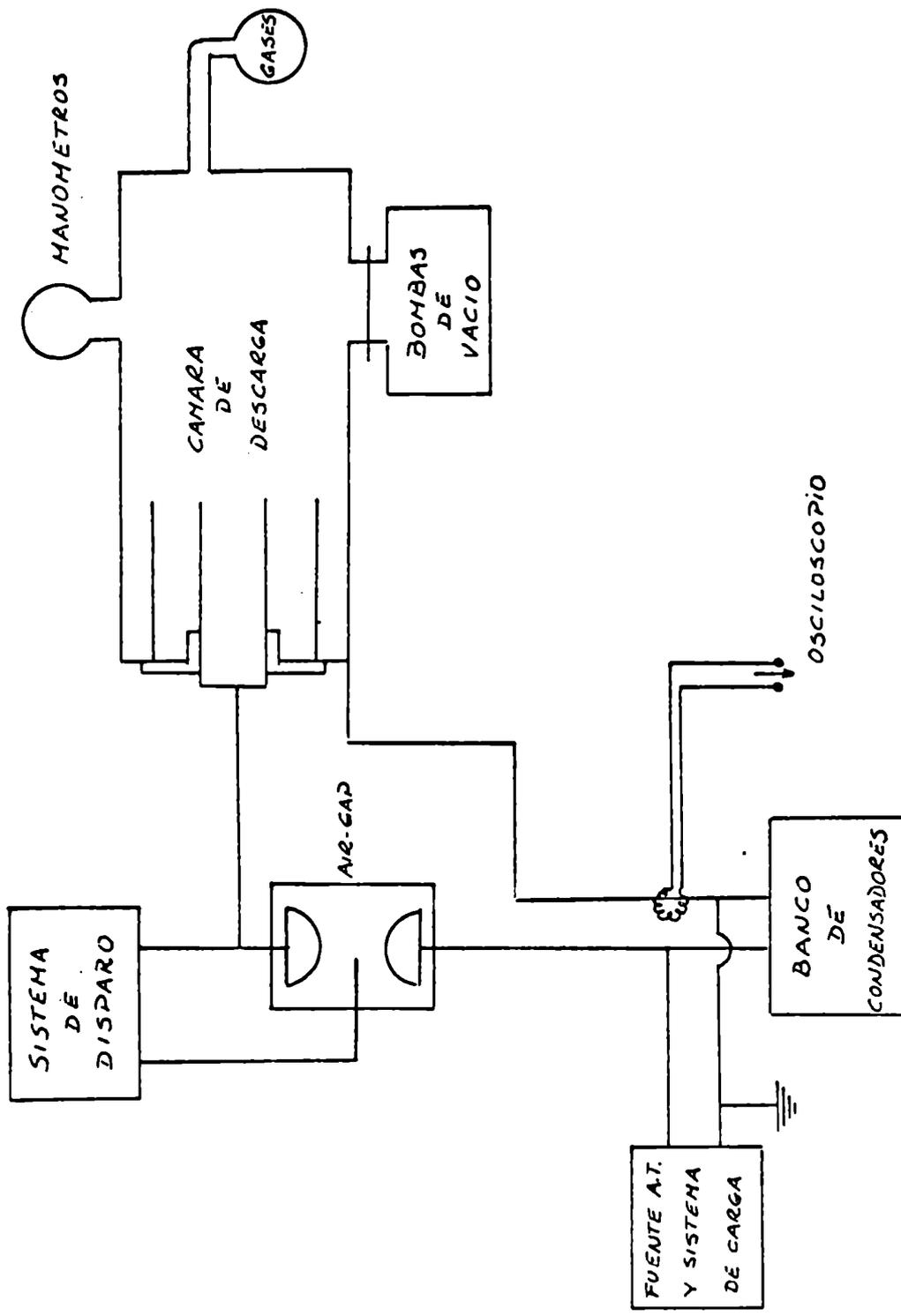


Fig. 3.1: Esquema en bloques del equipo utilizado.

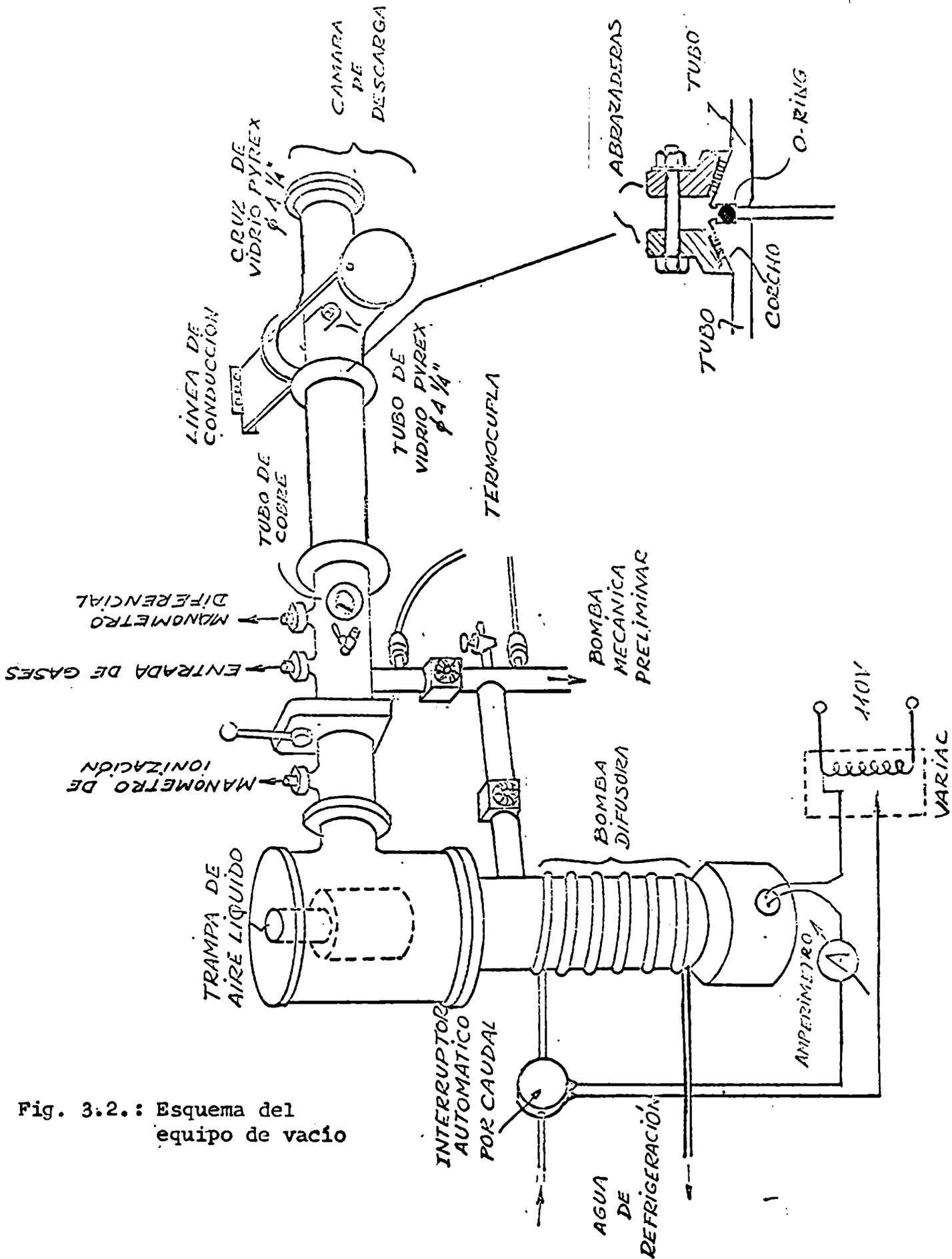


Fig. 3.2.: Esquema del equipo de vacio

Los electrodos coaxiales van montados sobre uno de los brazos laterales, y los dos brazos restantes se cierran mediante tapas de acrílico transparente. Todo el equipo se encuentra montado sobre una armazón de hierro en L, provisto de ruedas para facilitar su traslado.

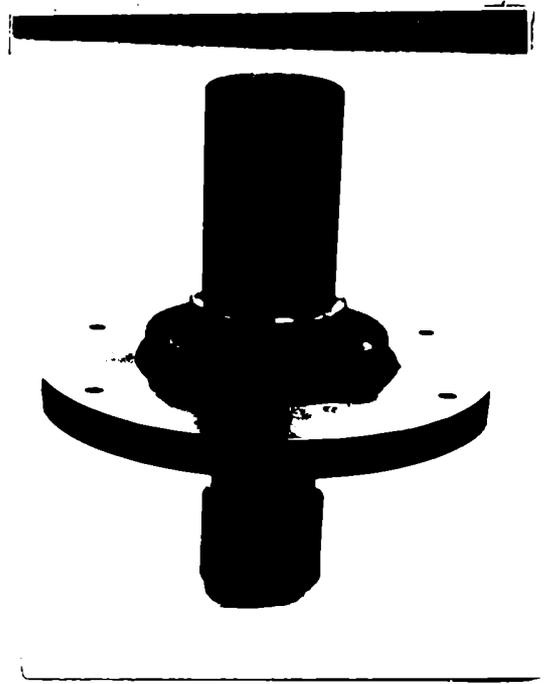
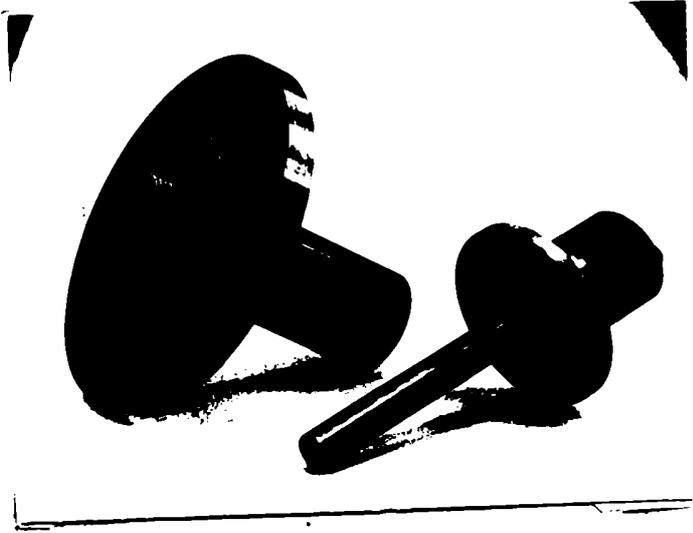
En un primer momento se utilizaron un manómetro tipo Pirani y otro Penning para medir las presiones. Dado que se utilizaron diferentes gases (He, A, D₂ y aire) y que el rango de presiones de trabajo fue de 50 a 4000 Torr, fue preciso construir un manómetro diferencial de aceite y un manómetro McLeod de Hg.

III.2.2 Sistema de electrodos

La fig. 3.3 y 3.4 muestran dos fotografías del sistema de electrodos, en las que se pueden apreciar sus detalles constructivos. El radio del electrodo central es de 0,9cm y el del electrodo exterior de 2,7 cm. La longitud total de los electrodos es de 10cm. La aislación entre ambos se realiza por medio de una pieza de PVC, que se continúa en la zona de descarga con un tubo de vidrio Pyrex, soldado al PVC con epoxi. La fig. 3.5 muestra al sistema de electrodos montado en la cámara de descarga.

III.2.3 Banco de condensadores

El banco de condensadores consta de seis condensadores de 1 μ F, aislados a 50 kV, conectados en paralelo. La conexión se realiza por medio de dos placas de aluminio, aisladas entre sí por una doble hoja de polietileno. La forma de conexión y aislación se muestra en la fig. 3.6. En la fotografía de la fig. 3.7 se puede apreciar el banco ya montado con el air-gap instalado en la línea de transmisión superior, así como parte de la protección externa. Esta última consiste de una caja de paredes de Pertinax de gran espesor, como se puede ver en la fig. 3.7. En vista del riesgo de que algún condensador pudiera hacer explosión, se realizó el cierre superior de la caja de protección con una madera provista de un orificio rectangular,



Figs. 3.3 y 3.4: Sistema de Electroodos

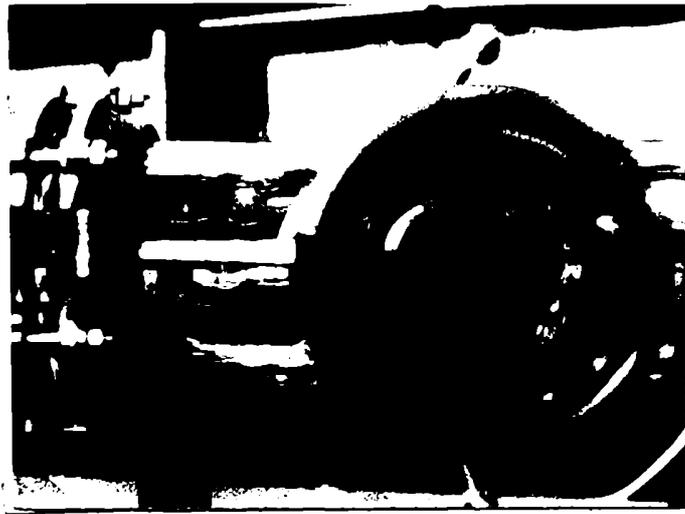


Fig. 3.5: Sistema de electrodos montado en la cámara de
descarga

recubierto de un fuerte alambre tejido. Esto tiene por objeto permitir, en caso de explosión, la expansión de los gases en forma inofensiva.

III.2.4 Fuente de alta tensión y sistema de control de carga del banco de condensadores

Para cargar el banco de condensadores se usa una fuente de alta tensión General Electric de 18 kV y 175 mA. El sistema de carga empleado difiere del convencional en el sentido que no existe ninguna resistencia en serie con la fuente para limitar la corriente. No se utiliza el esquema usual a fin de que el tiempo de carga del banco no resulte excesivamente largo.

Puesto que la tensión de la fuente se puede variar por medio de un autotransformador, la corriente de carga,

$$i = c \frac{dV}{dt}$$

se puede controlar mediante la velocidad con la cual se varía la tensión de la fuente.

El proceso de carga está controlada por los circuitos representados en las figs. 3.8, 3.9, y 3.10. Sus características principales son:

- a) la corriente de carga está limitada a 30 mA por el fusible 3H y el relé de sobrecarga. Esto limita la velocidad de carga a aproximadamente 5 kV/seg.
- b) el pulsador DUMP permite descargar el banco a tierra a través de RK1 (100 k Ω).

III.2.5 Sistema de descarga del banco de condensadores

El diagrama por bloques del circuito disparador del banco de condensadores se puede ver en la fig. 3.11. Consiste de un generador de pulsos (pulsador, generador 2D21, generador 5C22 alimentado por la fuente variable de 15 kV), un transformador de pulsos aislado, y una llave rápida del tipo air-gap. Los circuitos del generador 2D21 y del generador 5C22 se pueden ver, respectivamente en las figuras 3.12 y 3.13.

LINEA DE TRANSMISION SUPERIOR (Chapa de Aluminio)
 POLIETILENO
 POLIETILENO
 LINEA DE TRANSMISION INFERIOR (Chapa de Aluminio)

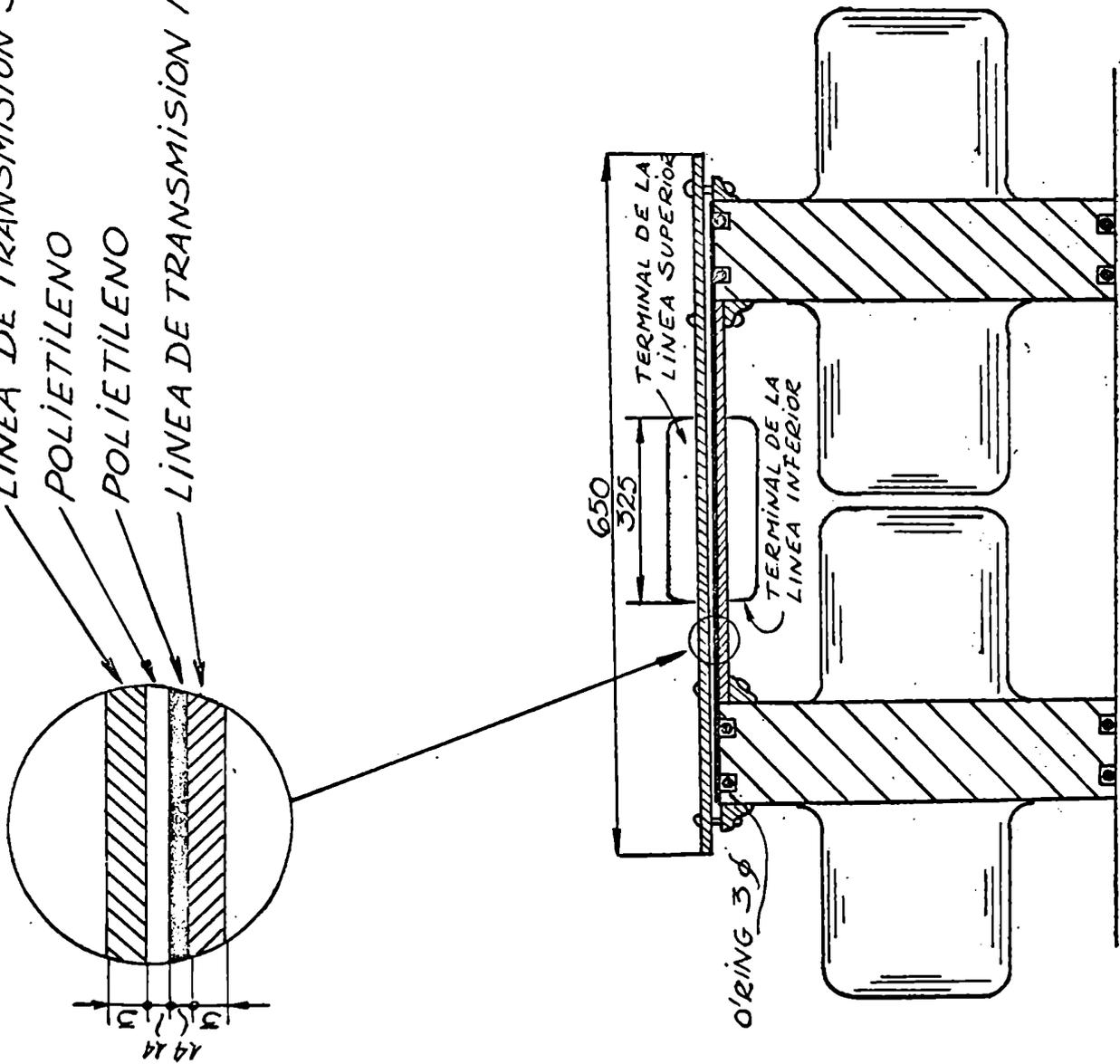


Fig. 3.6: Esquema del montaje del banco de condensadores en su forma original.



Fig. 3.7: Aspecto del banco de condensadores en su forma de montaje original

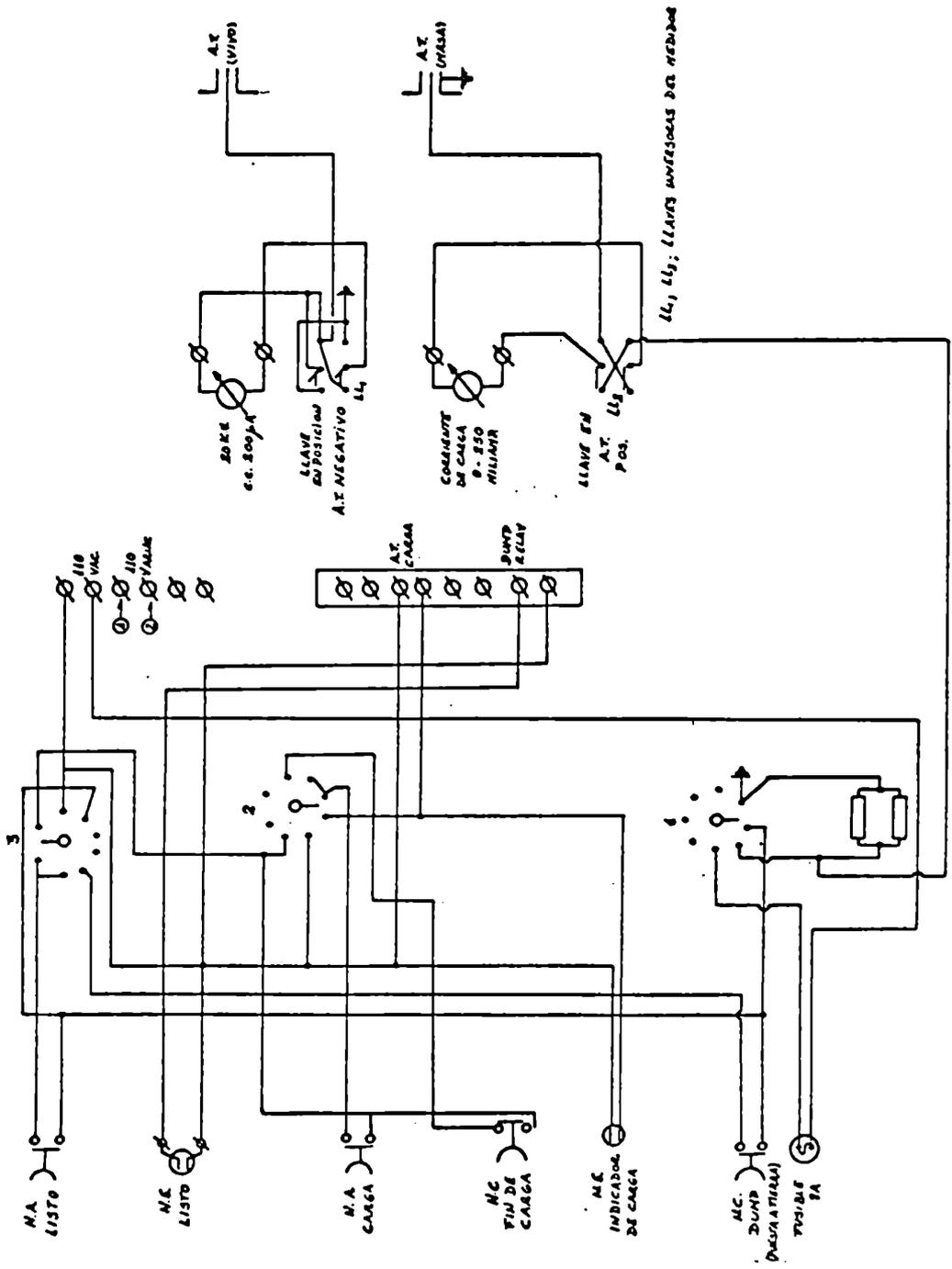
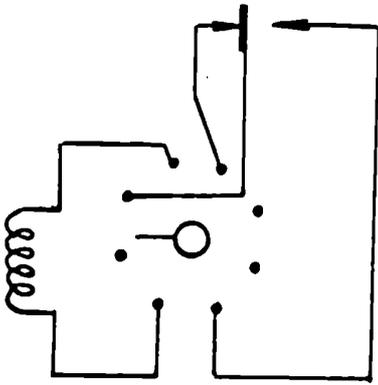
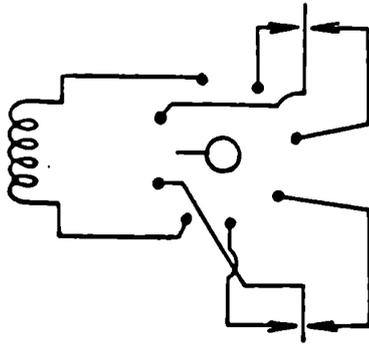


Fig. 3.8: Circuito de control de carga.

NER 1
KCP 5
Z 10 K



NER 2
KRP 11AG
115 V



NER 3
KRP 11AG
115 VAC

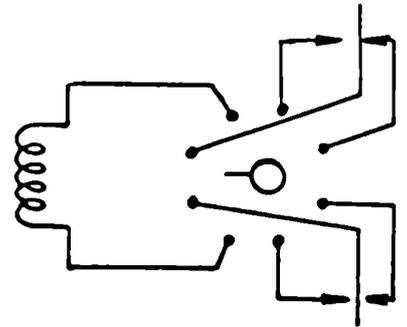


Fig. 3.9: Detalle de Relays del circuito de carga.

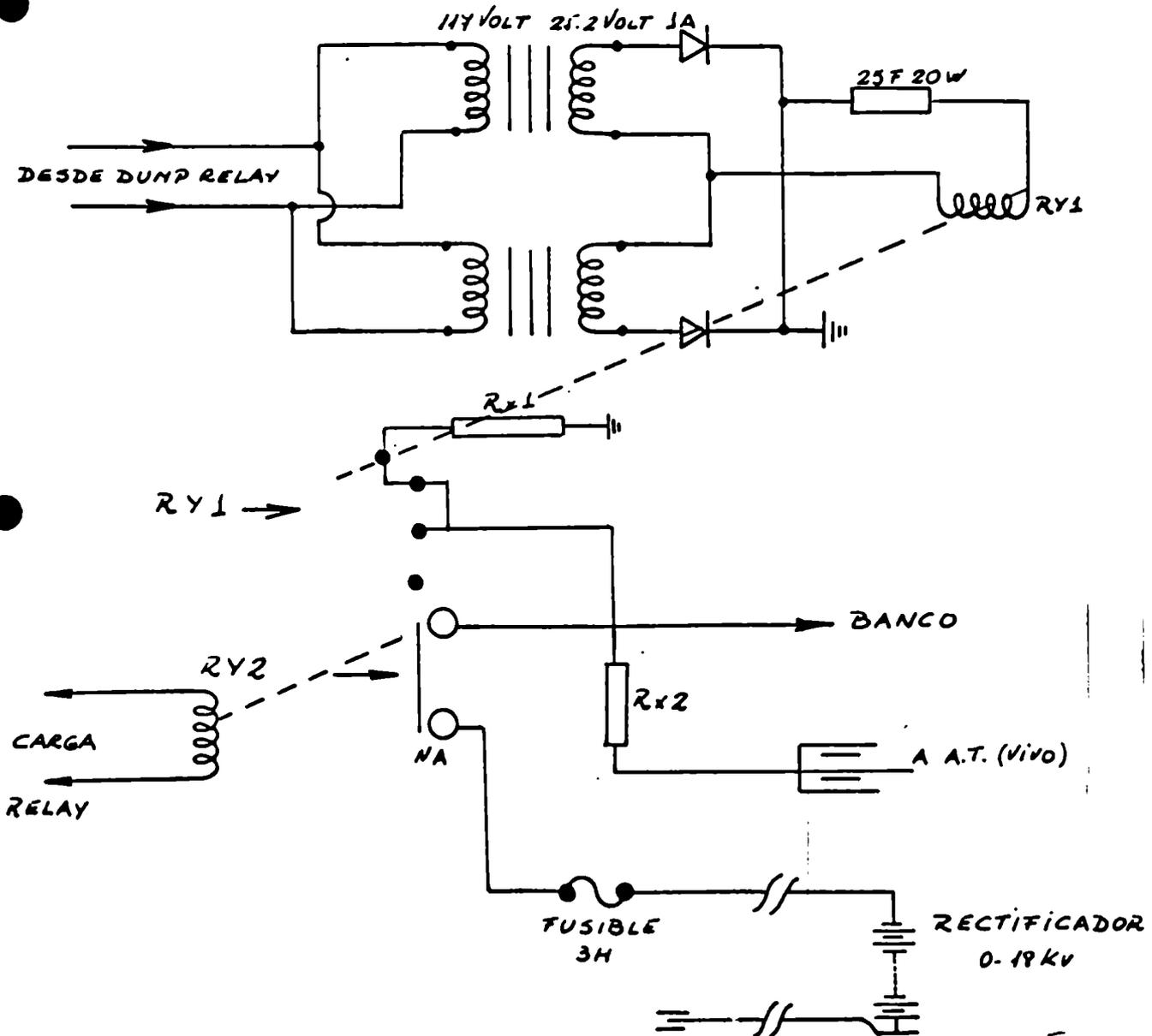


Fig. 3.10: Relays de Alta Tensión.

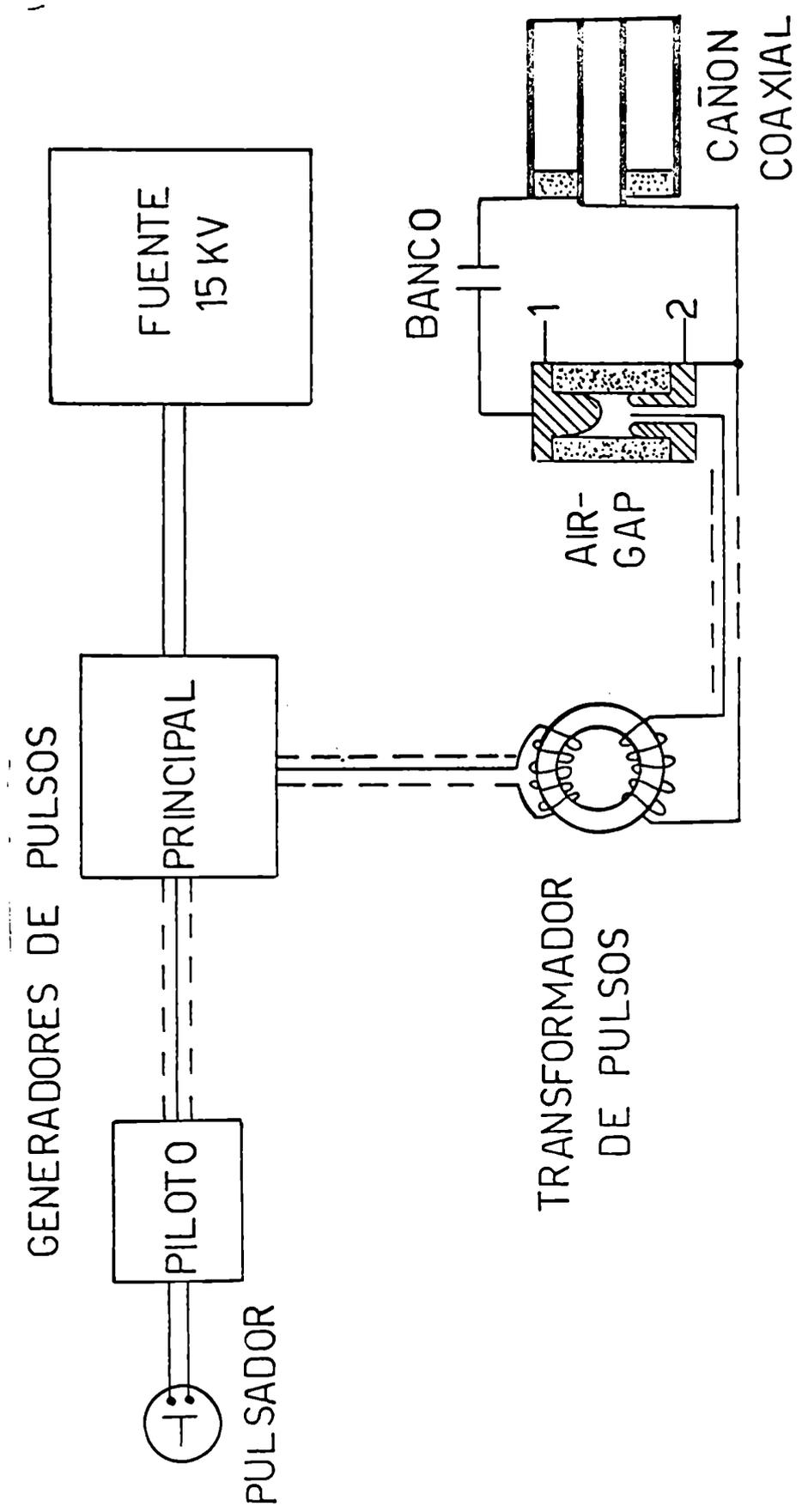


Fig. 3.11: Diagrama en bloques del circuito de disparo.

GENERADOR DE PULSO 2D21

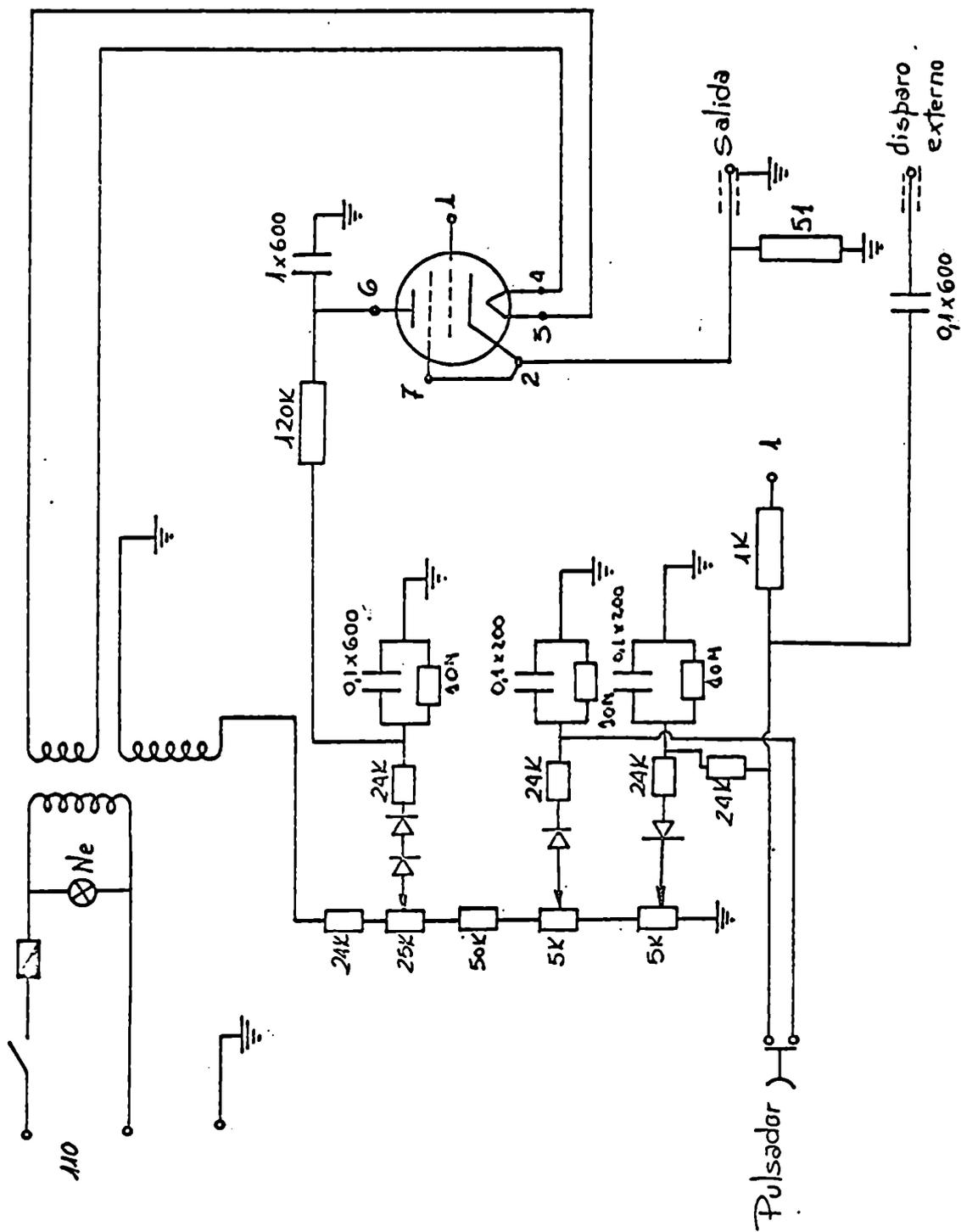


Fig. 3.12: Circuito del generador de pulsos piloto.

PULSADOR 5C222

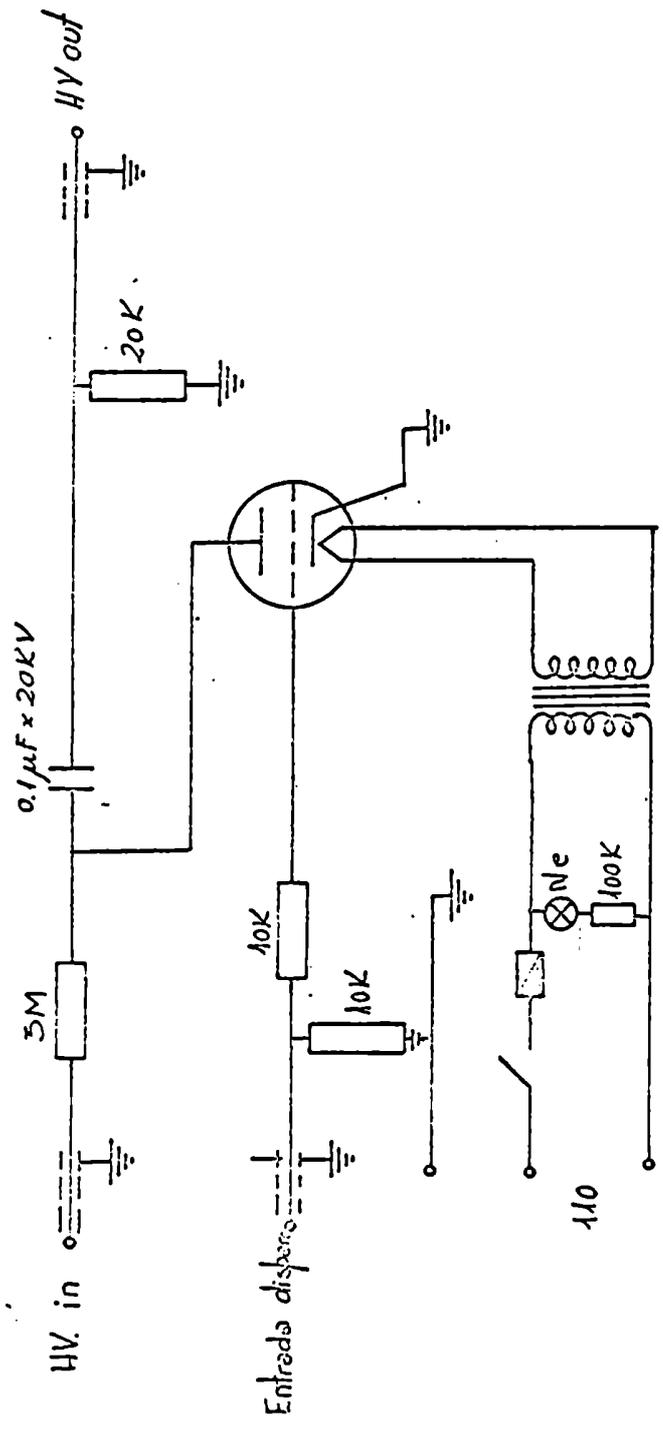


Fig. 3.13: Circuito del generador de pulsos principal.

El transformador de pulsos tiene por objeto aislar al equipo generador de pulsos del circuito principal.

La parte principal del circuito de disparo es el air-gap. Las figs. 3.14 y 3.15 son los planos correspondientes y la fotografía de la fig. 3.16 muestra al air-gap desarmado. La fotografía de la fig. 3.17 muestra al equipo de control de la descarga montado en su rack.

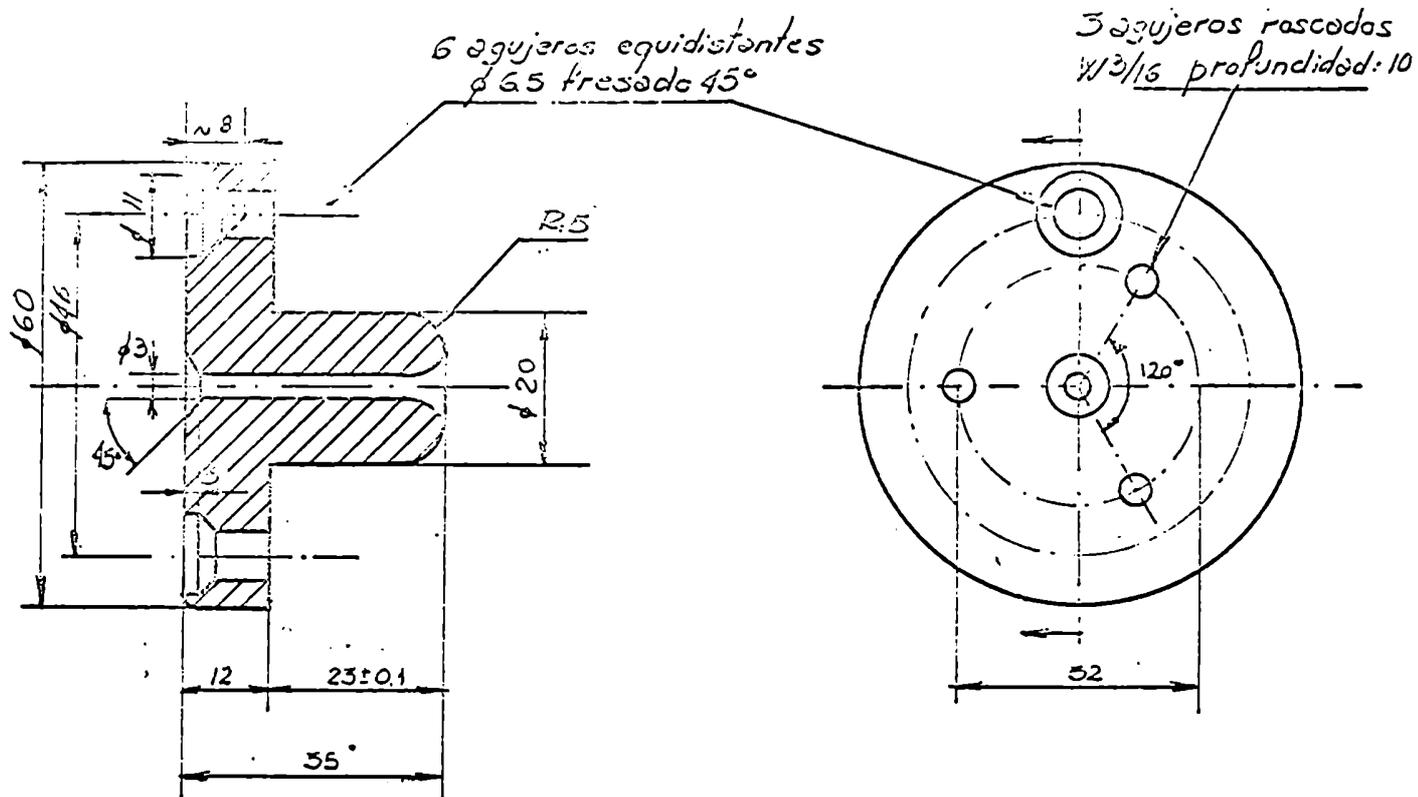
El air-gap consiste en dos electrodos principales (indicados con 1 y 2 en la figura 3.11) capaces de conducir altas corrientes, soportados por un aislador de nylon. Este último tiene además de la de aislar, varias funciones: permite un cómodo montaje de los electrodos, amortigua el ruido de la descarga (sin lo cual sería necesario usar protección para los oídos) y permite establecer entre los electrodos una atmósfera de Nitrógeno, lo que reduce la oxidación y la erosión de esos elementos.

Hay en el air-gap un tercer electrodo, el electrodo gatillador, que consiste en un alambre de tungsteno aislado por un tubo de cerámica. El electrodo gatillador se introduce por el orificio central del electrodo 1, como se ve en el diagrama en bloques.

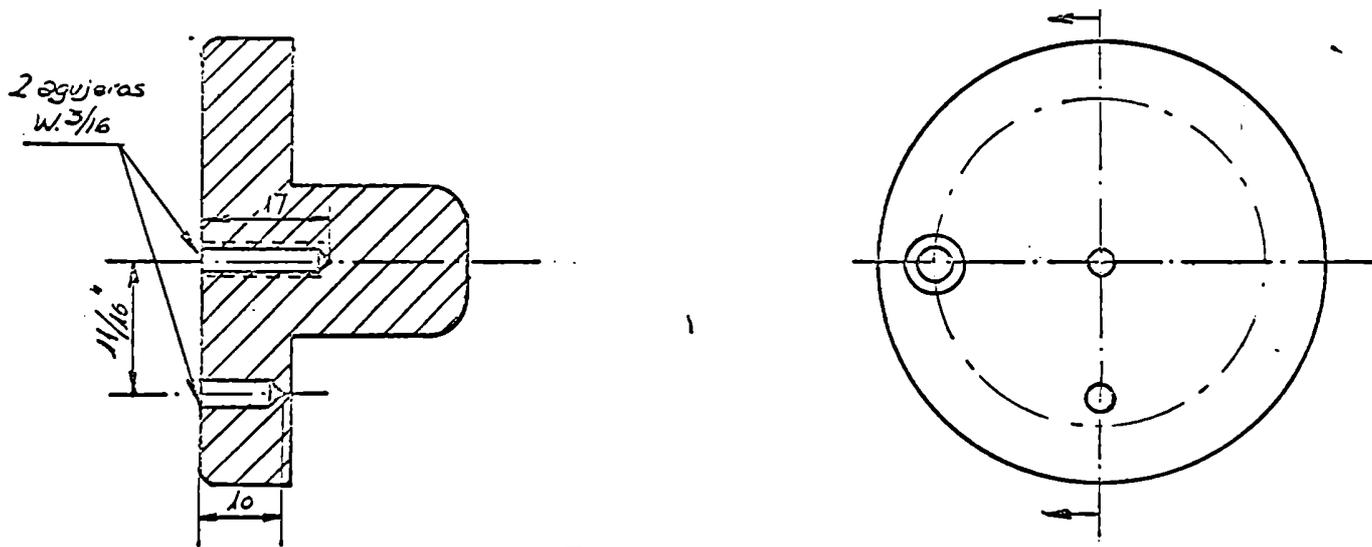
Sucintamente, el funcionamiento del sistema de control de la descarga es el siguiente:

Supongamos que el banco de condensadores esté cargado a una tensión V_0 . Puesto que la capacidad del air-gap es mucho menor que la del cañón coaxial, esa tensión estará sustancialmente aplicada entre los electrodos 1 y 2 del air-gap. Las dimensiones de este último se han elegido de forma tal que (para el rango de tensiones de trabajo) la diferencia de potencial entre los electrodos sea sólo ligeramente inferior al potencial de descarga.

Cuando llega el pulso de disparo, de tensión V_S entre el electrodo 1 y el electrodo gatillador (negativo respecto de 1), se establece una tensión $V_0 + V_S$ entre el electrodo 2 y el gatillador. Esta tensión es suficiente para que se produzca una pequeña descarga, que ioniza a la zona,



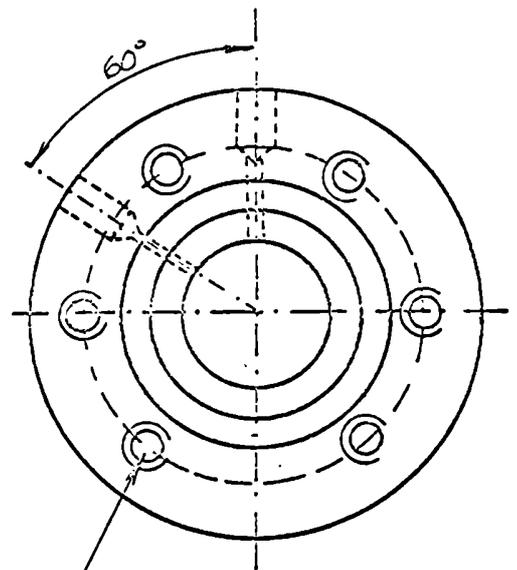
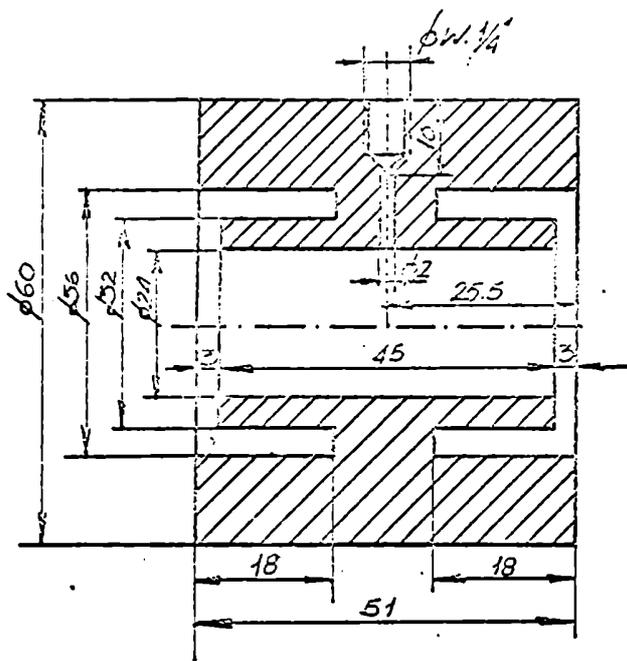
ELECTRODO 1



ELECTRODO 2

Difiere del electrodo 1 en
 la posición de los agujeros $W3/16$
 y en que carece de agujero central

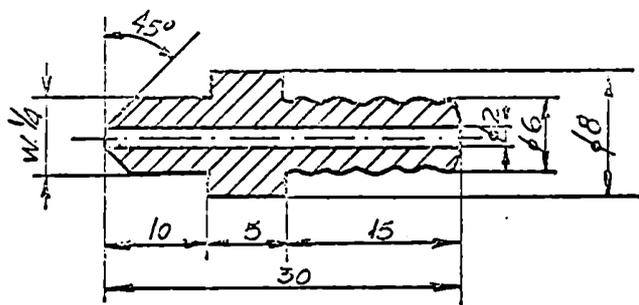
Fig. 3.14: Planos del Air-gap original.



6 agujeros equidistante roscados.
 $W. \frac{1}{4}$. profundidad máxima: 12
 Sobre $\phi 46$

CUBIERTA AISLANTE

Material: NYLON



NIPLE - Cantidad 2.

Material: NYLON

Fig. 3.15: Planos del Air-gap original.

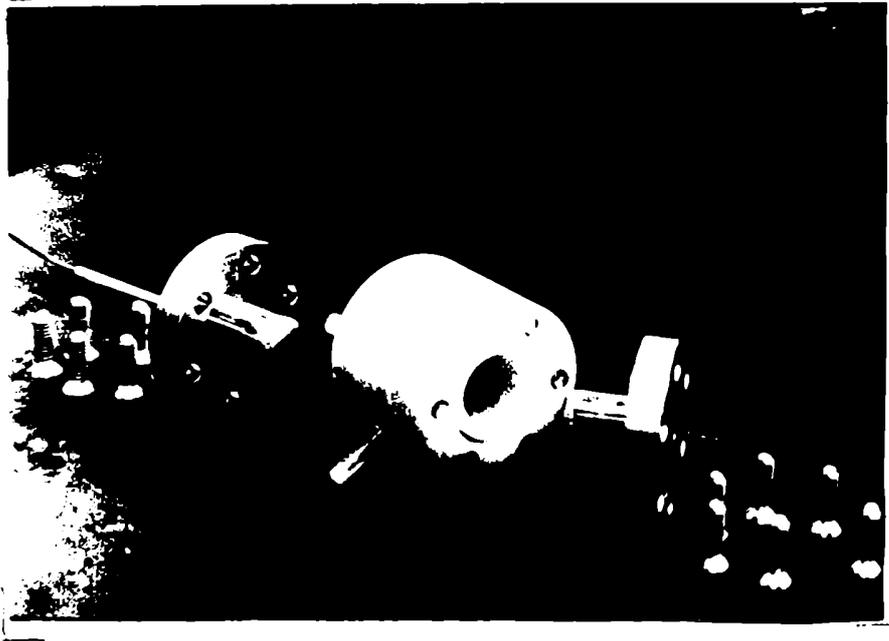


Fig. 3.16: Aspecto del air-gap original

generador
de pulsos
piloto

generador
de pulsos
principal

Fuente de
A.T. para
la 5c22



Transforma-
dor de
pulsos

Fig. 3.17: Vista de conjunto del equipo de control de carga

entre los electrodos 1 y 2, permitiendo de esta manera que se establezca la descarga principal, con lo que el banco de condensadores queda conectado con el cable coaxial.

III.3 Modificaciones propuestas

III.3.1 Remodelación del banco de condensadores

Los objetivos perseguidos eran:

- Disminuir el volumen físico ocupado por el banco.
- Dar mayor flexibilidad a las conexiones entre el banco y los electrodos coaxiales.
- Mantener la inductancia parásita lo más baja posible, puesto que, como se mostrará en el Cap. VI, este parámetro resulta ser muy importante para el funcionamiento de estos equipos.
- Mejorar la aislación de los varios elementos del circuito con el fin de poder operar hasta tensiones cercanas a las de aislación de los condensadores (50 kV).
- Lograr una estructura modular que permita en el futuro la rápida conexión de varias unidades similares a un mismo juego de electrodos coaxiales.

Con estas premisas, se diseñó y construyó el banco mostrado en la fig. 3.18. La aislación de Pertinax de cada condensador junto con las paredes laterales (también de Pertinax) forman un recinto para las carcizas que toma alta tensión. Los bloques de Pertinax de cada condensador tienen dos ranuras en las que se colocan O'riings de neoprene para mejorar la aislación. El cierre del recinto de alta tensión se completa con dos tapas de acrílico y barbetes de goma.

La conexión del banco con el air-gap se realiza a través de cables coaxiales robustos, en la forma indicada en la fig. 3.19. Se usan dos cables por condensador para disminuir la inductancia parásita. El conjunto va montado sobre una estructura de hierro en L, con ruedas que permiten desplazarlo con comodidad.



Fig. 3.18: Aspecto del banco de condensadores modificado

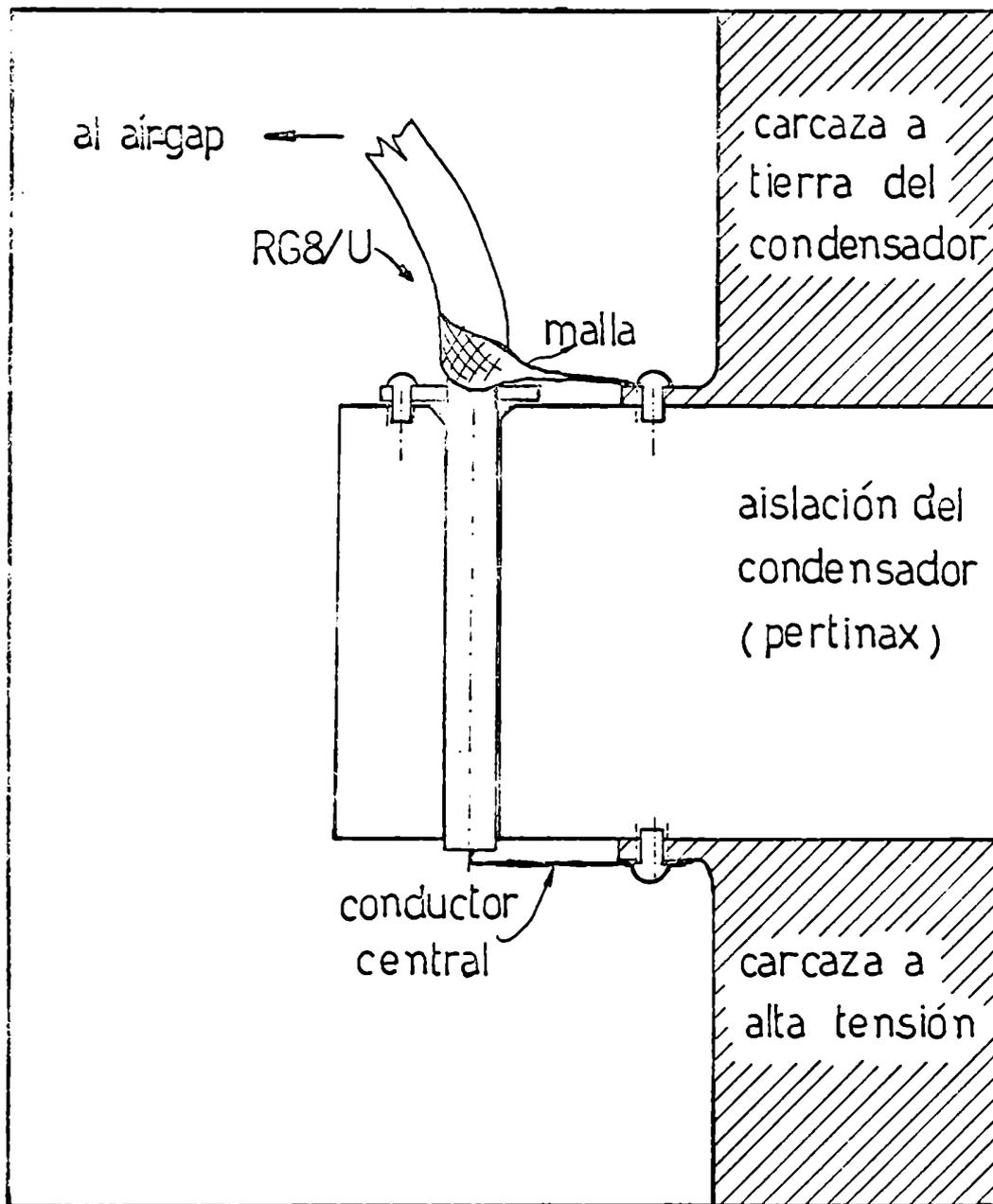


Fig. 3.19: Detalle del conexionado de cables coaxiales al banco de condensadores.

III.3.2 Disminución de la inductancia parásita

La inductancia parásita tiene cuatro fuentes: la inductancia de los condensadores, la inductancia de la línea de transmisión, la inductancia del air-gap y la inductancia de las conexiones.

El valor de la inductancia de los condensadores empleados (GE 14F756) es inferior a 10 nHy. Luego, los 6 condensadores en paralelo pueden contribuir a lo sumo con una inductancia de ~ 2 nHy.

La inductancia de la línea de transmisión depende del tipo de línea utilizado. En general, es más fácil conseguir bajas inductancias con líneas planas como las empleadas inicialmente en el equipo. Sin embargo, estas líneas presentan dos serios inconvenientes: primero, la conexión entre el banco y los electrodos resulta mecánicamente rígida y, en consecuencia, difícil de montar; segundo, es prácticamente imposible conectar en paralelo varios módulos a un único juego de electrodos. En consecuencia se optó por construir la línea de transmisión con cables coaxiales, para evitar los inconvenientes mencionados.

Con el fin de minimizar la inductancia de esta parte del circuito se eligió el cable coaxial de menor inductancia (RG8/U, con 240 nHy/m) dentro de los conseguibles en plaza. El número total de cables fue fijado en 12 (2 por cada condensador) y la longitud de cada uno compatible con la condición de flexibilidad resultó de 60 cm entre el banco y el air-gap.

La conexión entre el air-gap y los electrodos se realizó con una línea rígida coaxial, como se muestra en la fig. 3.20. La inductancia de ésta configuración es de aproximadamente 14 nHy (12 nHy de los cables y 2 nHy de la línea coaxial). Conviene mencionar que el tema necesita ulteriores desarrollos, con miras a su utilización en un banco modular.

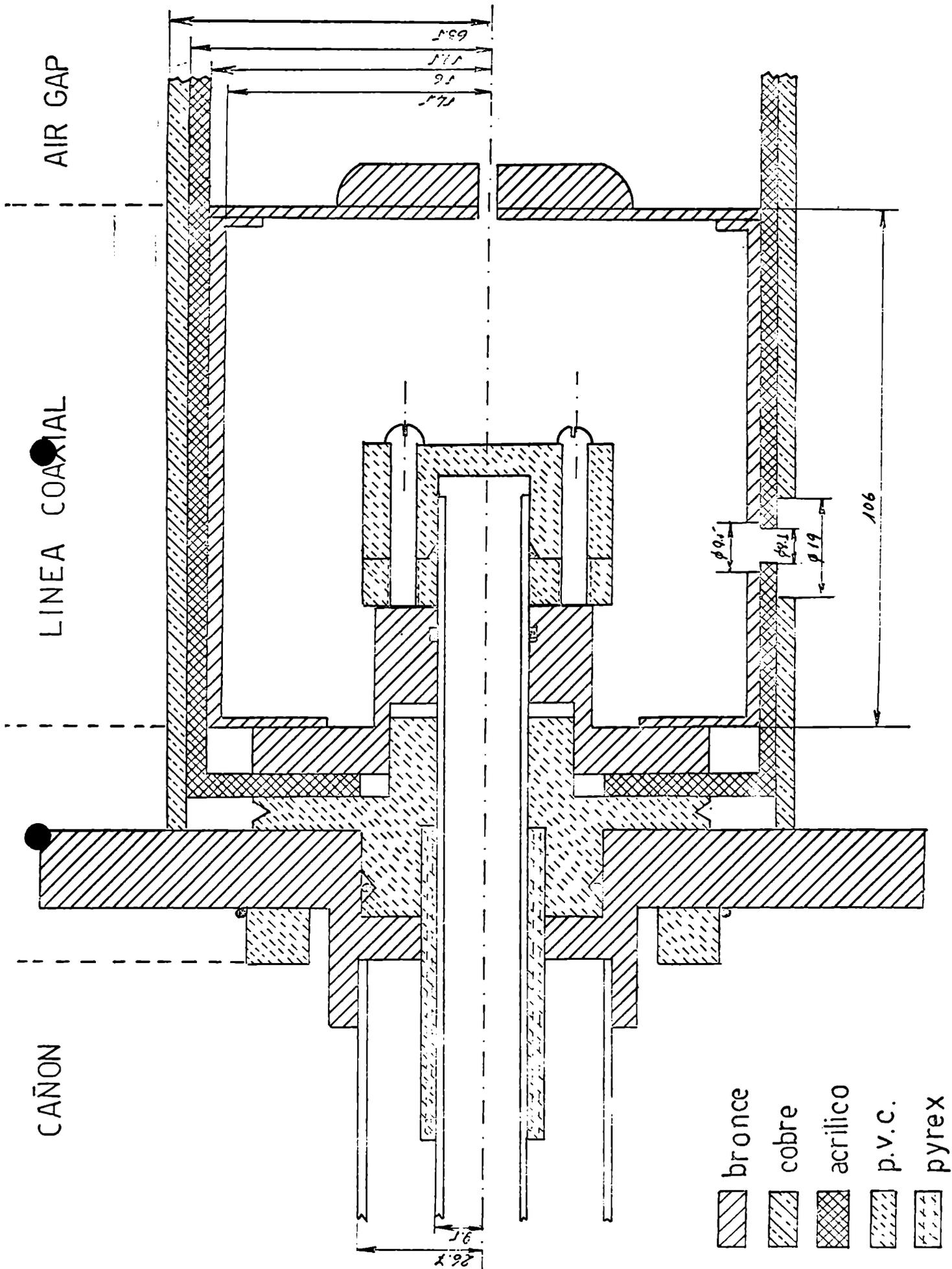


Fig. 3.20: Línea coaxial de conexión a los electrodos.

La inductancia de un air-gap bien diseñado, proviene principalmente del arco. Es difícil hacer estimaciones analíticas de ese valor, dado que no se puede predecir el radio efectivo del arco. En la literatura (95) se citan valores típicos de 20-30 nHy, para air-gaps del tipo usado.

Una estimación de la contribución de los electrodos principales a la inductancia del air-gap descrito en III.2.5, basada en las fórmulas dadas por F.W. Grover (96), arroja como resultado que ésta no es en absoluto despreciable. En consecuencia, se diseñó y construyó otro air-gap, de electrodos más cortos y gruesos. La fig. 3.21 muestra un corte del nuevo air-gap construido.

Se intentó una mejora ulterior probando air-gaps planos con varios electrodos gatilladores, lo que permitiría generar varios arcos en paralelo, disminuyendo la inductancia. Uno de los modelos ensayados está descrito en la Ref. 97. Sin embargo, este camino resultó ser inadecuado, puesto que fotos del air-gap obtenidas con una cámara ultrarápida mostraron que era sumamente difícil conseguir establecer en forma sistemática el mismo número de arcos.

Existen otros dos caminos posibles: los spark-gaps presurizados y los spark-gaps dieléctricos. Los primeros permiten acortar la distancia entre los electrodos principales, reduciendo la longitud del arco y por consiguiente su inductancia. Con ellos pueden conseguirse inductancias de aproximadamente 10 nHy, para tensiones de descarga del orden de los 50 kV. Los segundos permiten acortar aún más la distancia entre electrodos, obteniéndose valores de inductancia de pocos nHy. Ambas posibilidades han sido exploradas, pero no fueron utilizadas en el presente trabajo.

Finalmente, la inductancia de las conexiones (supuesto que se realicen en forma de minimizar los lazos), se reduce a la inductancia propia de las partes del conductor central de los cables coaxiales que quedan sin su correspondiente malla. La mayor contribución a este término proviene del conexionado del banco de condensadores y ha sido estimada en 1.2 nHy.

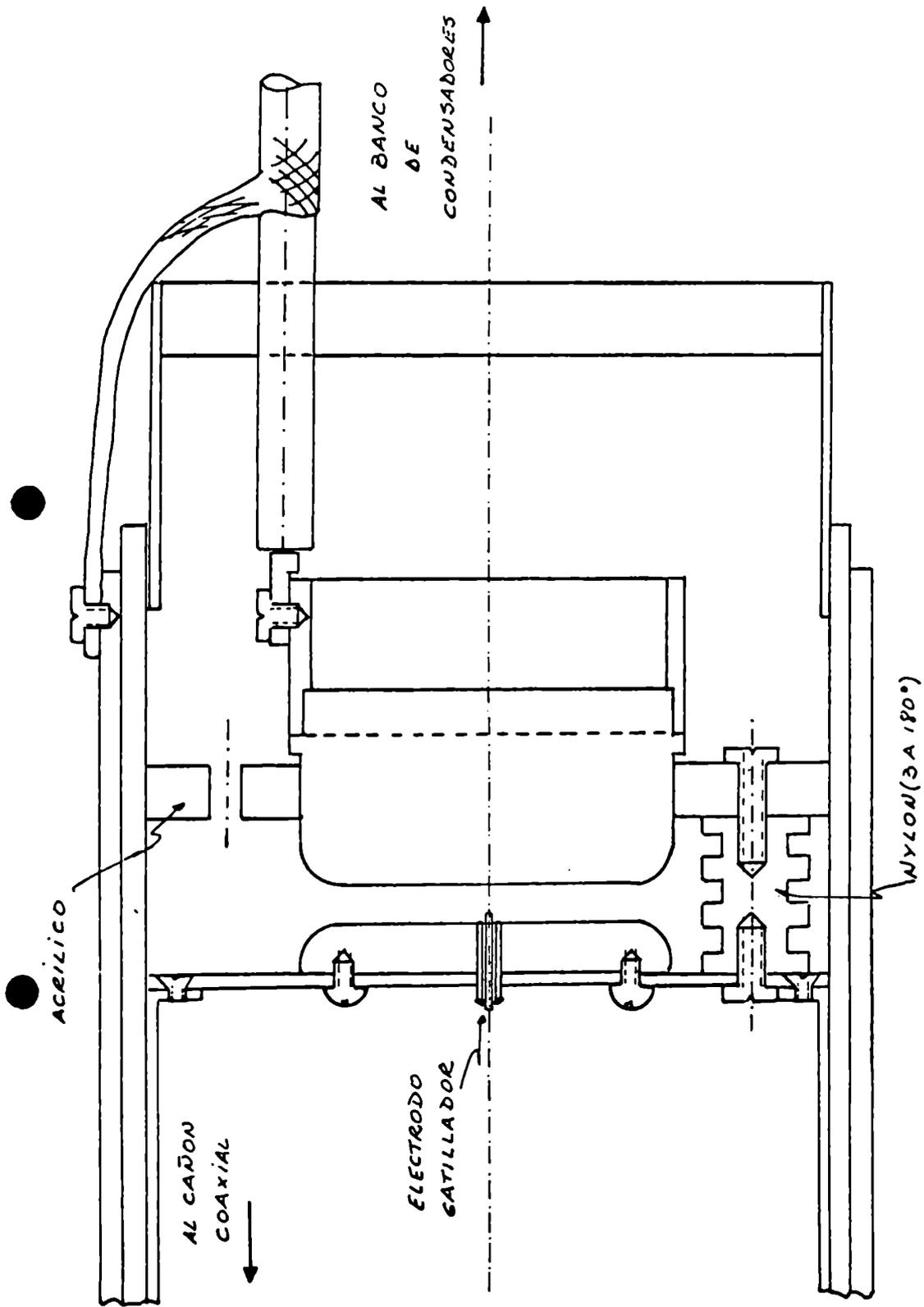


Fig. 3.21 : Esquema del nuevo air-gap y conexión a los cables coaxiales.

La inductancia parásita L_p del equipo modificado (fig. 3.22) resultó ser (ver Apéndice II) de 50 nHy, obteniéndose una relativa mejora respecto de la inductancia parásita del equipo original ($L_0 = 70$ nHy). Por diferencia, la inductancia del nuevo air-gap construido resulta de 24 nHy.

III.3.3 Sistema de electrodos alternativo

Con el propósito de obtener fotografías laterales del proceso de formación y avance de la lámina en la etapa coaxial, se modificó, para alguna serie de mediciones, el sistema de electrodos reemplazando al electrodo exterior por un disco, como se ve en la fig. 3.23.

Afortunadamente, esto puede realizarse sin modificar el sistema portaelectrodos, porque el electrodo exterior es una pieza independiente, montada a presión y que puede ser fácilmente substituida por el nuevo electrodo en forma de disco.

III.4 Diagnósticas utilizadas

Se da a continuación una descripción técnica de las diagnósticas utilizadas en el trabajo. Su característica común es que deben permitir registrar fenómenos de naturaleza pulsada no-recurrente y de muy corta duración.

Como la descarga en el equipo va acompañada de fuerte emisión de disturbios electro-magnéticos en el rango de las radiofrecuencias, es preciso blindar la transmisión de señales y los instrumentos registradores (osciloscopios), los cuales deben ser colocados dentro de una jaula de Faraday.

III.4.1 Bobina de Rogowsky

Para medir la corriente de descarga $I(t)$, se eligió el dispositivo denominado Bobina de Rogowsky (BR), que consiste en un solenoide flexible dispuesto en forma de toroide alrededor de uno de los conductores que transportan la corriente.

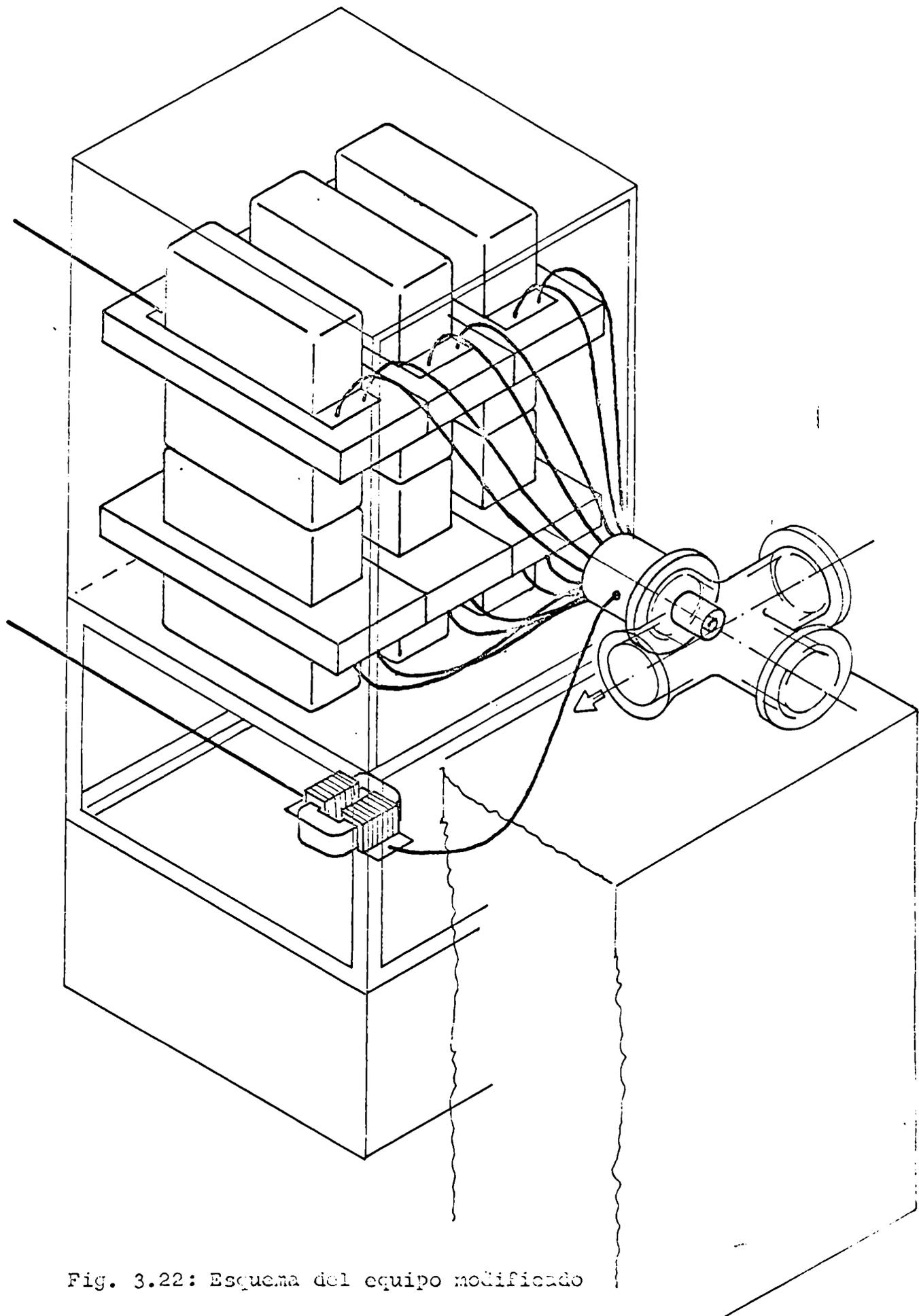


Fig. 3.22: Esquema del equipo modificado

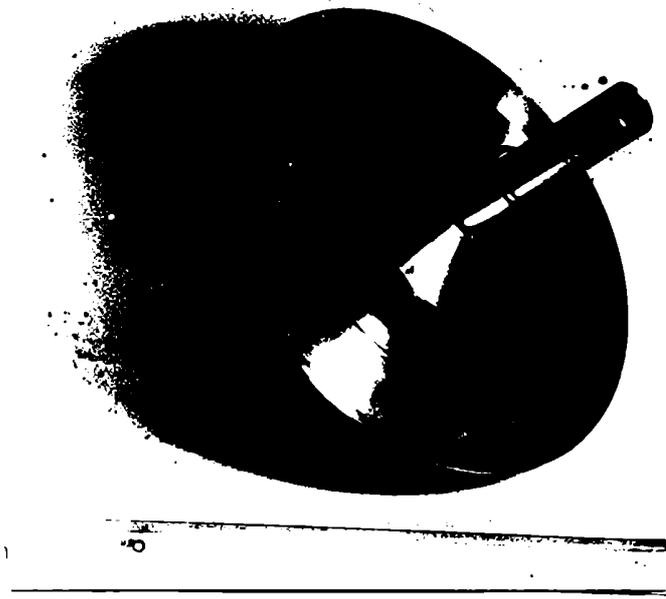


Fig. 3.23: Sistema de electrodos modificado

Este dispositivo es particularmente indicado cuando las corrientes a medir circulan en conductores de grandes dimensiones o de forma irregular. La BR utilizada estaba provista de una espira interna de retorno, como muestra la fig. 3.24. En estas condiciones, puede mostrarse (93) que si la distancia entre espiras y el radio a de las mismas es menor que la distancia típica de variación del campo magnético B generado por la corriente $I(t)$ que se desea medir, la tensión inducida V_R entre sus extremos es independiente de la posición relativa entre la BR y el conductor y vale:

$$|V_R| = \mu_0 \pi a^2 n \frac{dI}{dt}$$

donde $n = N/l$ es el número de espiras por unidad de longitud del solenoide. Esta relación muestra que la sensibilidad de la BR ($|V_R| / (dI/dt)$) es independiente de la longitud del solenoide, sólo depende de la "densidad" n de espiras y del radio a de las mismas. La resolución temporal alcanzable con estos dispositivos depende de su frecuencia de resonancia. Conviene que ésta sea lo más alta posible y un buen diseño debe hacer la autoinductancia y la capacidad de la BR lo menor posible, lo que requiere valores pequeños de a y de n .

Las BR con espira de retorno presentan una ventaja adicional de carácter práctico que vale la pena mencionar y consiste en que su instalación no requiere abrir y cerrar contactos, ya que sus terminales se encuentran ambos en el mismo extremo del solenoide.'

Dado que la tensión inducida V_R es proporcional a dI/dt , si se desea medir directamente $I(t)$, es necesario intercalar en el circuito un cuádrupolo integrador. Teniendo en cuenta que los valores esperados de dI/dt son del orden de 10^{11} A/seg., un valor razonable para $a^2 n$ resulta ser 10^{-4} m. Una forma simple de construir un solenoide flexible consiste en enrollar un alambre delgado sobre un hilo de nylon, cuyo radio determina el valor de a . Se adoptó $a = 0,85$ mm. La espira de retorno se realiza haciendo regresar el alambre paralelamente al eje del solenoide.

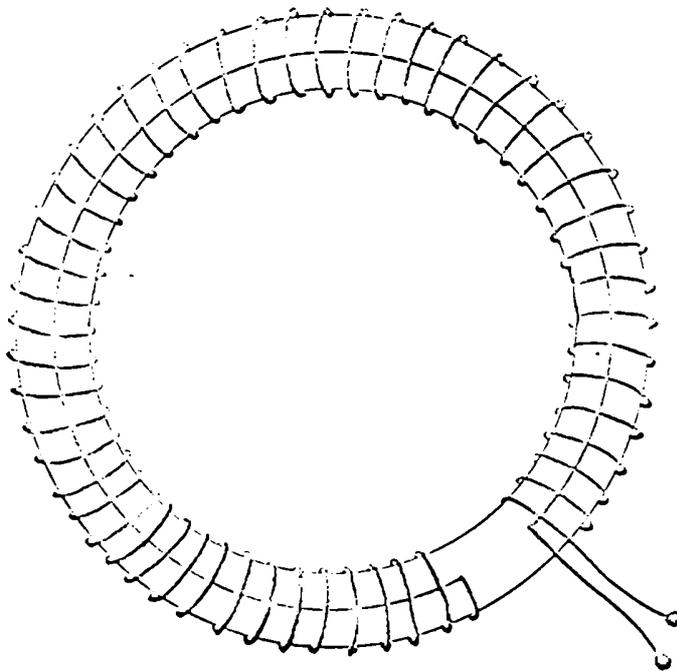


Fig. 3.24: Bobina de Rogowsky con conductor de retorno

Usando alambre de Cu barnizado, de 0,05 mm de diámetro se construyó de esta forma una BR de 85 cm de longitud con una densidad de espiras $n = 300 \text{ m}^{-1}$.

Para reducir las señales espurias debidas al acoplamiento capacitivo con los conductores cercanos, la BR fue envuelta con papel de Espafia recubierto por una cinta plástica aislante y soldado a la masa del conector coaxial que transporta la señal de la BR. El papel de Espafia realiza un blindaje electrostático eficiente sin influir sobre la señal inducida pues, debido a la presencia de la cinta aislante, no es posible el cierre de corrientes diamagnéticas. La fig. 3.25 permite apreciar los detalles constructivos del instrumento realizado.

Por medio de un generador de corriente pulsada (100) ($I_{\text{max}} \sim 10^4 \text{ A}$; $\tau \sim 50 \text{ nseg}$) se realizó la calibración de la BR en baja frecuencia. El valor hallado coincide con el teórico, dentro de los errores de medición.

Para estudiar el comportamiento en alta frecuencia de la BR, es necesario tener en cuenta el sistema de transmisión de la señal al osciloscopio. Dicha transmisión se efectúa mediante un cable coaxial adaptado con su impedancia característica ($Z_0 = 50 \Omega$). El análisis realizado en la Ref. 99 muestra que la señal leída en el osciloscopio resulta proporcional a la señal inducida hasta aproximadamente la frecuencia de resonancia, a condición de intercalar una resistencia R_S , en serie, dada por:

$$R_S = \left(\frac{L_R}{2C_R} \right)^{1/2} - Z_0$$

donde L_R y C_R son la autoinductancia y la capacidad de la BR respectivamente.

Teniendo en cuenta el considerable margen de error con que pueden conocerse L_R y C_R , se determinó experimentalmente el valor de R_S , utilizando un oscilador de frecuencia variable. El valor óptimo resultó $R_S = 470 \Omega$ y, en estas condiciones, la respuesta en frecuencia es buena hasta 30 MHz.

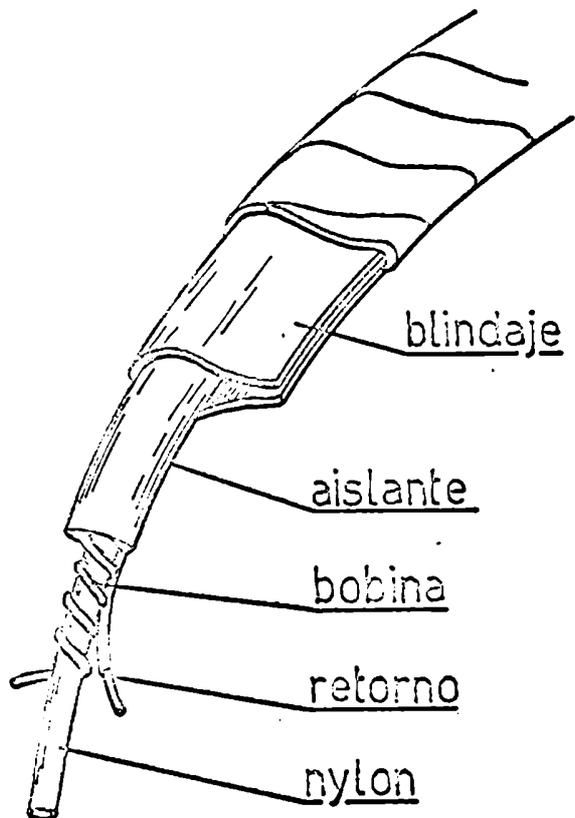


Fig. 3.25: Esquema de la BR utilizada.

La sensibilidad obtenida finalmente, resultó ser de 9×10^{-10} V seg/A.

III.4.2 Sondas magnéticas

Una sonda magnética es un instrumento apto para medir campos magnéticos que varían en el tiempo. Consiste en una pequeña bobina de área A_S , en cuyos extremos se induce una tensión V_S dada por

$$|V_S| = A_S \frac{dB_n}{dt}$$

donde B_n es el valor medio espacial de la componente normal del campo magnético en la zona donde se encuentra la sonda. Los parámetros más importantes de una sonda son su sensibilidad, su resolución espacial y su resolución temporal.

La sensibilidad se define como:

$$\frac{|V_S|}{dB_n/dt} = A_S$$

en Volts/Tesla seg⁻¹. La resolución espacial está dada, en orden de magnitud, por la mayor de las dimensiones lineales de la bobina y la resolución temporal es aproximadamente la inversa de la frecuencia de resonancia $\omega_0^{-1} = (L_S C_S)^{1/2}$, donde L_S es la autoinductancia y C_S la capacidad parásita de la sonda, respectivamente. Dadas las pequeñas dimensiones que se utilizan, la resolución temporal es siempre superior a la resolución de los osciloscopios que registran la señal, por lo que no se discutirá el punto.

En este trabajo, los valores de dB/dt esperados eran de $\sim 10^6$ Tseg⁻¹ y en consecuencia se pueden adoptar sin problemas de sensibilidad valores de áreas muy pequeños. El límite inferior viene dado por la posibilidad práctica de construir bobinas de pequeñas dimensiones.

A fin de que la señal recogida por la sonda sea puramente inductiva y provenga únicamente de la bobina, es necesario aislar eléctricamente la sonda del plasma y procurar un adecuado blindaje de la línea de transmisión de la señal. La resolución espacial deberá estimarse usando la mayor dimensión lineal de la cabeza detectora (bobina con su aislación) pues la presencia de esa cabeza perturba al plasma en la región a medir y puede alterar los campos magnéticos presentes en el mismo.

La bobina se realizó en alambre de cobre esmaltado de 0,25 mm de diámetro. Desde el mismo extremo de la espira se pasa a una línea de transmisión coaxial, por medio de un tubo capilar de acero inoxidable, de 0,5 mm de diámetro interior y 1,2 mm de diámetro exterior (ver fig. 3.26). Estas dimensiones del conductor exterior se mantienen hasta unos 3 cm de la cabeza detectora, y posteriormente su diámetro es aumentado a fin de proveer un soporte con suficiente rigidez mecánica. Con este sistema se provee un adecuado blindaje que impide la inducción de señales espurias en la transmisión. La aislación eléctrica se obtiene por medio de una delgada vaina de vidrio que protege sonda y línea de transmisión, hasta unos 13 cm de la cabeza detectora, donde se suelda con piccina al conductor exterior, proveyendo a la vez un adecuado cierre de vacío. En el exterior de la cámara de descarga el conductor exterior termina en una cajita compensadora con un conector tipo BNC.

La señal de la sonda es llevada hasta el osciloscopio por medio de un cable coaxial, a través de una instalación rígida de blindaje para evitar la inducción de los fuertes campos electromagnéticos que se producen en la descarga.

Resulta necesario disponer de una medida precisa de la sensibilidad de la sonda puesto que, en dimensiones tan pequeñas, la configuración geométrica no puede ser determinada con suficiente precisión. Para ello lo más simple es comparar la sonda con una bobina "patrón" de características geométricas bien definidas.

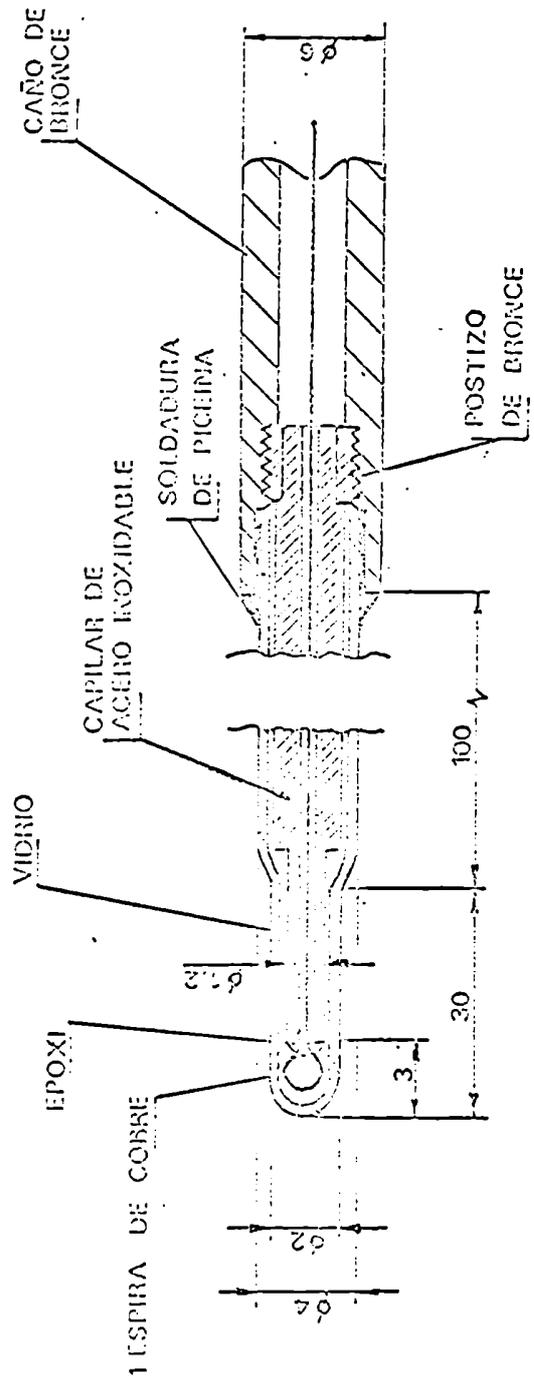


Fig. 3.26: Esquema de una sonda magnética

El método consiste en sumergir a la bobina patrón y a la sonda en un campo magnético aproximadamente uniforme y medir ambas tensiones inducidas cuando se produce una fuerte variación del flujo magnético.

Como bobina patrón se utiliza una espira circular de área efectiva $A_p = 390 \text{ mm}^2$. La espira patrón y la sonda se colocan, coplanares y centradas, en medio de un solenoide de dimensiones mucho mayores que el diámetro de la espira patrón, sobre el cual se descarga el pulso de corriente de un banco de condensadores (100). Si V_p y V_s son las señales inducidas en la espira patrón y la sonda, respectivamente, resulta:

$$V_p = - A_p \frac{dB}{dt}$$

$$V_s = - A_s \frac{dB}{dt}$$

con lo que resulta:

$$A_s = A_p \frac{V_s}{V_p}$$

Con este método se determinó:

- sonda 1: A_s 0,93 mm^2
 - sonda 2: A_s 1,17 mm^2
- con una precisión del 5%.

III.4.3 Fotografía ultrarápida

Para obtener imágenes de la lámina de corriente durante su evolución, se utilizó una cámara convertidora de imágenes tipo Beckman-Whitley, Modelo 511B.

El aparato consiste, esencialmente, de un fotocátodo y un ánodo planos y paralelos muy cercanos, entre los cuales

se establece un campo eléctrico de aproximadamente 200 kV/cm.

En los puntos del fotocátodo alcanzados por la radiación electromagnética (de longitud de onda a la cual éste es sensible) se produce emisión de electrones por efecto fotoeléctrico, los electrones son acelerados por el campo mencionado, y pasando a través del ánodo inciden sobre una capa de material fosforescente, produciendo emisión de luz en puntos correspondientes a aquéllos del fotocátodo donde hubo incidencia de radiación electromagnética.

La generación del campo eléctrico entre cátodo y ánodo está controlada por una fuente de pulsos rectangulares de alta tensión, incorporada al equipo, que puede ser disparada electrónicamente.

Una propiedad importante del diodo convertidor de imágenes es que la intensidad de la luz emitida por el material fosforescente puede ser considerablemente mayor que la intensidad incidente sobre el fotocátodo. Este resultado se obtiene gracias a la energía introducida en el aparato a través de la aceleración de los electrones. Por lo tanto, el diodo funciona como un intensificador de imágenes. En el aparato utilizado se produce una intensificación por un factor del orden de 50.

El diodo está complementado por dos sistemas ópticos: el primero tiene la función de formar la imagen del objeto bajo estudio en el fotocátodo, mientras que el segundo permite el registro fotográfico de la luz emitida por la capa de material fosforescente.

Para disparar el dispositivo es necesario un pulso de tensión comprendido entre los 30 y 100 V. En el presente trabajo, este pulso fue provisto por la bobina de Rogovsky. Se puede retardar el instante de registro de la imagen respecto del pulso de disparo hasta 10 μ s con intervalos de 10 ns, y hasta 100 μ s con intervalos de 100 ns.

En el instante en que es registrada la imagen se dispara un pulso de control, posibilitando de este modo ubicar temporalmente el tiempo de registro. El pico de la señal de control puede determinarse con un error de 50 ns aproximadamente.

III.4.4 Detector de neutrones y Rayos X por centelleo

Para conocer el instante en que se emiten Rayos X y neutrones y para medir las duraciones de los pulsos emitidos, es necesario disponer de sistemas detectores con alta resolución temporal. Con este fin se construyó un detector de centelleo, utilizando un centelleador plástico, que asegura tiempos de respuesta de pocos nanosegundos.

Del estudio de las propiedades generales de estos materiales es posible afirmar que, en general, bastan pocos milímetros de espesor para detectar gammas de hasta 1 MeV, y alrededor de 5 cm para detectar neutrones de 2,45 MeV. El plástico utilizado es un trozo de barra cilíndrica, de 5 cm de alto por 5 cm de diámetro, lo que asegura la detección de ambas radiaciones. Se lo acopló mediante una delgada película de grasa siliconada a un tubo fotomultiplicador RCA-6342 (cuyo diámetro también es de 5 cm) y el conjunto se aisló ópticamente del exterior mediante varias capas de cinta plástica negra. Para blindar al tubo de los campos electromagnéticos generados en la descarga, se lo encerró en un cilindro construido en malla de bronce gruesa, que se conecta a tierra a través de una caja de aluminio en la que también van montados el zócalo del tubo con los circuitos de polarización y los conectores de alta tensión y de salida de la señal. El circuito de polarización es convencional y se muestra en la fig. 3.27. El condensador de 0,1 μ F conectado en paralelo en la entrada de alta tensión tiene como objeto cortocircuitar las señales espurias que puedan ser captadas por la fuente de alta tensión.

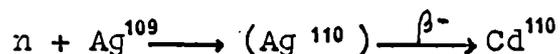
La tensión de trabajo, elegida de acuerdo a las especificaciones del fotomultiplicador, se fijó en 1350V.

Ocasionalmente se utilizaron tensiones de 1450V, para registrar señales más débiles.

Registrando en un osciloscopio los pulsos individuales provenientes de los gammas de 1,17 y 1,33 MeV emitidos por una pequeña fuente de Co^{60} , el tiempo de respuesta de todo el sistema (determinado como el ancho de altura mitad) resultó de ~ 20 nseg, y es esencialmente debido al tiempo de subida del osciloscopio. La altura de pulso resultó de $\sim 0,3$ Volt, para tensiones de polarización de 1350V. Para esa polarización, los pulsos individuales de los neutrones de 2 a 3 MeV emitidos por una fuente de Am-Be, resultaron tener la misma amplitud.

III.4.5 Detector de neutrones por activación

El detector de neutrones mencionado anteriormente permite determinar con bastante exactitud las características temporales del pulso de neutrones, pero sólo permite estimar crudamente el número total de neutrones emitidos, Por ese motivo, se construyó un detector de Ag activada (101). Este consiste básicamente de un moderador, dentro del cual se colocan tubos Geiger-Müller rodeados por un cilindro de plata. Los neutrones de 2,45 MeV son frenados hasta energías del orden de algunos eV en el moderador e inciden sobre la Ag dando origen a la reacción.



$$E_{\beta^-} = 2,8 \text{ MeV}; \tau_{1/2} = 24,5 \text{ seg}$$

La moderación de los neutrones es necesaria porque la sección eficaz de la Ag^{109} para este proceso tiene un pico de varios centenares de barns para neutrones de ~ 10 eV.

Se elige este elemento porque la vida media del material activado es lo suficientemente pequeña como para permitir realizar mediciones con intervalos de pocos minutos y lo suficientemente grande como para poder registrar el número de betas emitidos con los medios usuales de conteo.

Se construyó un detector basado en este principio, utilizando un diseño del Laboratorio de Los Alamos (Ref. 102). El moderador (parafina) tiene la forma de un paralelepípedo de 30 cm x 30 cm x 15 cm. Se colocan 4 tubos Geiger (Victoreen 1385) en sendos orificios ubicados en los vértices de un cuadrado de 17 cm de lado centrado en una de las caras mayores. La profundidad de los orificios en la parafina es de 9 cm. Cada tubo va recubierto lateralmente por una camisa cilíndrica de plata, de \sim 0,3 mm de espesor.

El conjunto va encerrado en una caja de madera, para proteger a la parafina. La tapa correspondiente a la cara donde se encuentran los Geiger se construyó de aluminio y sirve de conexión común a las masas de los tubos. Los electrodos de alta tensión de cada Geiger están conectados entre sí y al conductor central de un conector tipo BNC, montado sobre un soporte de aluminio fijo a la tapa. De esta forma, los pulsos de los 4 Geigers se suman, incrementando la sensibilidad del detector. En la fig. 3.28 se ve una fotografía del detector.

Para la fuente de alimentación y sistema contador se utilizó un equipo Superscaler, de Tracelab. La tensión de trabajo de los tubos se fijó en 950 Volts, de acuerdo a los plateaux determinados experimentalmente para cada uno. El fondo del sistema fue medido a distintas horas del día, notándose un cierto incremento en horas de la tarde. Esto implica la necesidad de medir el fondo cada vez que se van a realizar mediciones, si los valores de conteo son del mismo orden. Valores típicos del fondo son 100 cuentas/min. Para calibrar el sistema es preciso disponer de una fuente pulsada conocida de neutrones de energías entre 2 y 3 MeV. Como no fue posible disponer de ese tipo de fuentes, se calibró el detector con una fuente continua de Am-Be, prestada gentilmente por la CNEA, que emite neutrones con energías entre los 2 y 3 MeV. Las sensibilidades a distintas distancias resultaron:

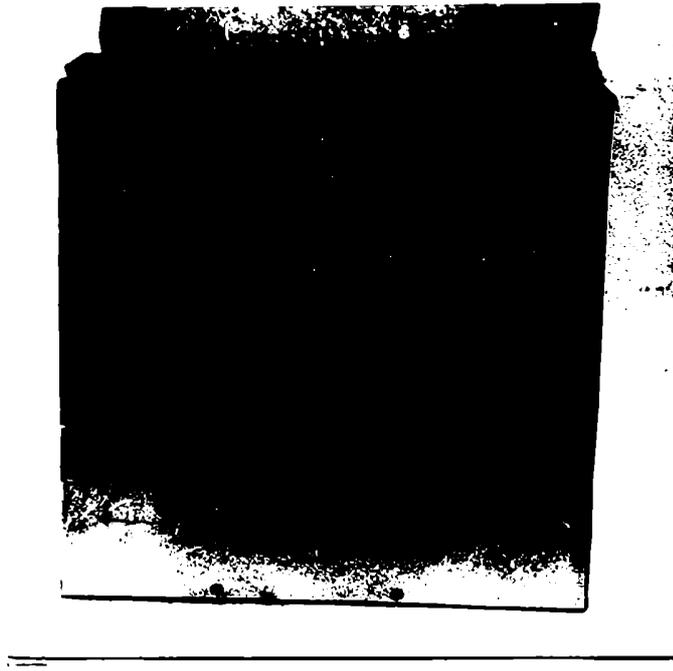


Fig. 3.23: Aspecto del detector por activación

17 cm : $6,4 \times 10^{-5}$ c/n; 50 cm : $2,1 \times 10^{-5}$ c/n;

100 cm : $7,7 \times 10^{-6}$ n/n

Para distancias superiores a 100 cm, la sensibilidad puede calcularse con referencia a la de 100 cm a partir de la relación de ángulos sólidos.

III.4.6 Detector de microondas

El sistema detector de microondas es, esencialmente, un trozo de guía de ondas de banda X (18,3 mm x 9,1 mm) al que se acopla una bocina piramidal de 136 cm^2 con el fin de incrementar el ángulo sólido de detección. La señal de microondas es rectificadora por un cristal Sylvania 1N23B, que actúa en forma eficiente en la banda X (8,2 a 12 GHz).

Debido a la baja potencia de las señales a detectar, se debió colocar el detector a distancias entre 20 y 70 cm del foco. Originalmente se empleó un trozo largo de guía de onda (2,5 m), lo que permitía introducirlo en la jaula de Faraday donde se encontraban los osciloscopios. Este esquema permite reducir notablemente las señales espurias, pero quitaba resolución temporal al detector, pues el pulso resultaba ensanchado en aproximadamente 35 nseg, por la diferente velocidad de grupo de sus componentes en frecuencia. En consecuencia, se utilizó un segundo esquema, con un trozo de guía de onda más corto (20 cm), adoptando blindajes especiales para los cables coaxiales que transportan la señal a los osciloscopios. En esta configuración, la resolución temporal estaba limitada por el osciloscopio (~ 10 nseg para el Tektronix 581 con un amplificador 1A1).

La tensión a circuito abierto a la salida del cristal es proporcional a la potencia de la radiación detectada. Es posible, por tanto, calibrar en potencia al diodo utilizado mediante una fuente de frecuencia aproximadamente igual a la de la señal a detectar. Utilizando un Klystron que emite una banda X y midiendo el valor de la potencia

... para ...
... de ...
... la potencia emitida en

... 1,5
... 1,2 ...
... para el ...

C A P I T U L O I V

MEDICIONES EN LA ETAPA COAXIAL

IV. Mediciones en la etapa coaxial

IV.1 Resultados obtenidos por medio de sondas magnéticas

El instrumento más útil y al mismo tiempo sencillo para registrar diversas propiedades de la lámina de corriente es la sonda magnética. Si se coloca una sonda en una dada posición entre los electrodos coaxiales (es decir, en una dada posición r, z , ver fig. 4.1) orientada de forma de captar la componente B_φ del campo magnético, la tensión inducida entre sus extremos es proporcional a la derivada temporal de B_φ , la cual está formada por dos términos:

$$\frac{dB_\varphi}{dt} = \frac{\partial B_\varphi}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \underline{\nabla}) B_\varphi$$

El primer término es debido a las variaciones temporales de la corriente de descarga ($B_\varphi \sim I(t)$) y resulta del orden de wB_φ , siendo w la pulsación de la corriente.

El segundo es debido al movimiento de la lámina, y es del orden de $v_z B_\varphi/d_s$ donde d_s es el diámetro de la sonda y v_z la velocidad de avance de la lámina. Comparando ambos términos, vemos que:

$$\frac{(\underline{v} \cdot \underline{\nabla}) B_\varphi}{\partial B_\varphi / \partial t} \approx \frac{v_z}{wd_s} \approx \frac{1}{w\tau}$$

en donde τ es el tiempo que tarda la lámina en recorrer una distancia del orden de d_s . En nuestro equipo, $w \approx 10^6 \text{ seg}^{-1}$, $v_z \approx 10^7 \text{ cm/seg}$; $d_s \approx 0,1 \text{ cm}$ y $(w\tau)^{-1} \approx 10^2$. En consecuencia podemos despreciar la contribución de la variación temporal de B_φ y la tensión inducida en la sonda V_s resulta:

$$V_s \approx \frac{\pi}{4} d_s^2 (\underline{v} \cdot \underline{\nabla}) B_\varphi = \frac{\pi}{4} d_s^2 v_z \frac{\partial B_\varphi}{\partial z}$$

Como por otra parte, despreciando la corriente de desplazamiento, es:

$$|(\underline{\nabla} \times \underline{B})_r| = \frac{\partial B_\varphi}{\partial z} = \mu_0 j_r$$

se obtiene,

$$V_s = \frac{\mu_0}{4} \pi d_s^2 v_z j_r$$

y la tensión inducida resulta directamente proporcional a la densidad de corriente radial en la lámina, supuesto que la sonda sea pequeña frente al ancho de la lámina. En consecuencia, una sonda magnética permite obtener las siguientes informaciones:

- a) el tiempo $t(z)$ de llegada de la lámina a la posición z de la sonda, medido como el intervalo de tiempo entre el comienzo de la descarga (determinado por la señal de la Bobina de Rogowsky) y el comienzo de la subida de la tensión de la sonda.
- b) La distribución de la densidad radial de corriente $j_r(z)$ en la lámina, y en particular, el ancho de la misma.
- c) el valor del campo magnético B detrás de la lámina, integrando oportunamente la tensión de la sonda.
- d) la presencia de componentes de campo magnético en otras direcciones, en particular, en la dirección radial.
- e) el perfil de la lámina $r(z)$, registrando la llegada de la lámina a tiempo fijo en distintas posiciones radiales.

IV.1.1 Resultados

Se montó un sistema portasondas que permite introducir en el espacio entre los electrodos coaxiales simultáneamente dos sondas magnéticas como las descritas en III. 4.2 y variar su posición axial y radial sin abrir el equipo de vacío.

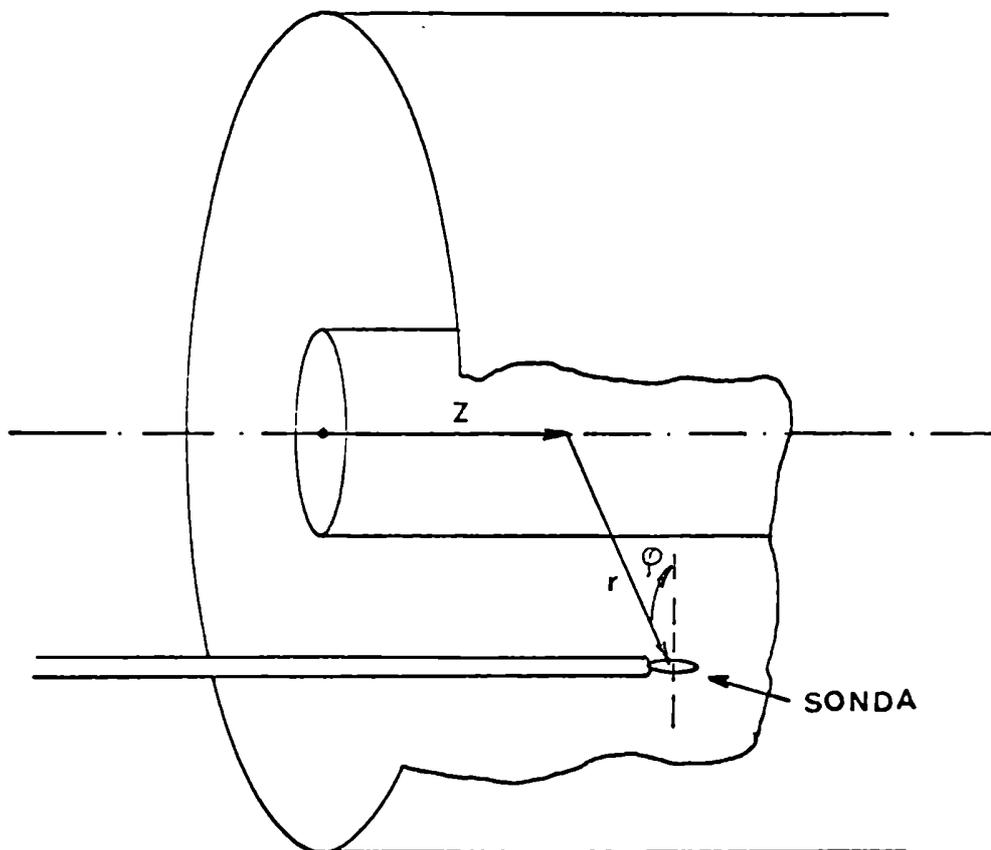


Fig. 4.1 : Coordenadas de la posición de la sonda magnética.

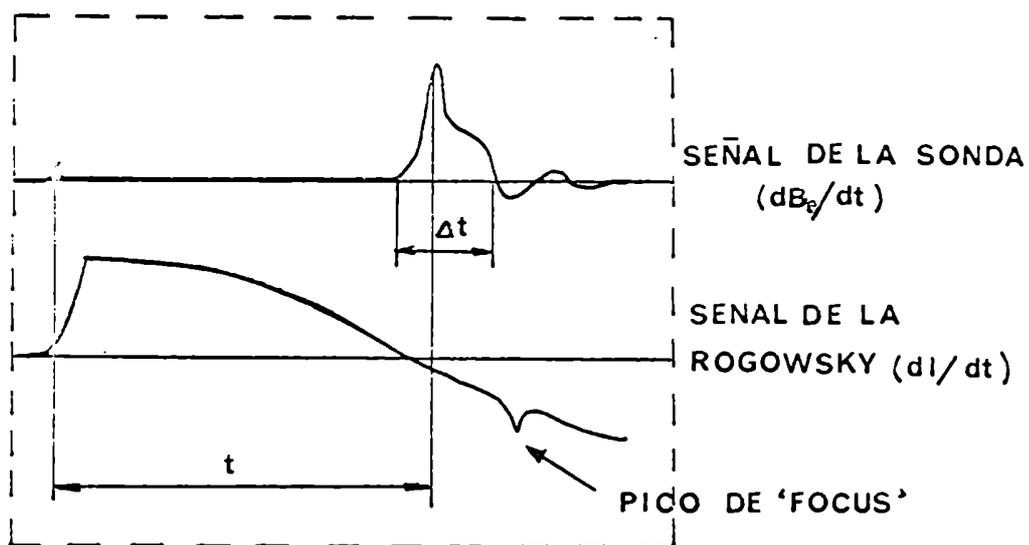


Fig. 4.2 : Oscilograma típico de la sonda magnética.

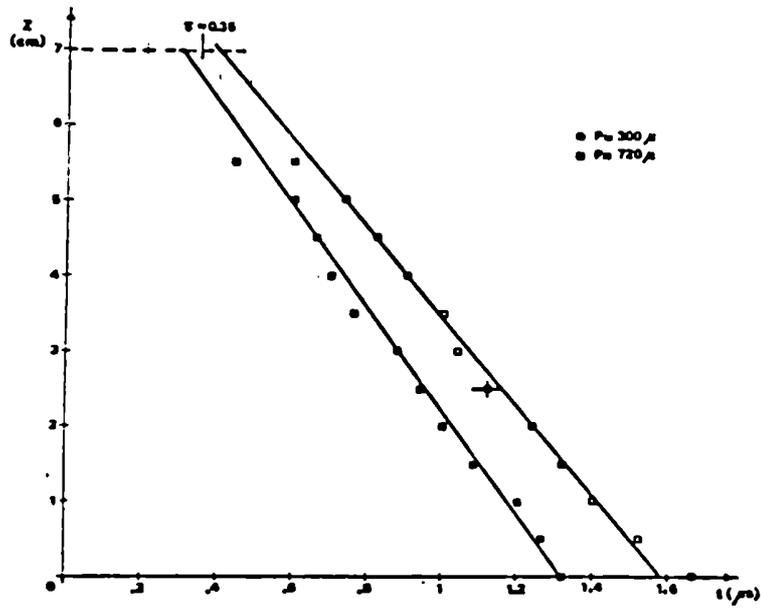


Fig. 4.3: Aire

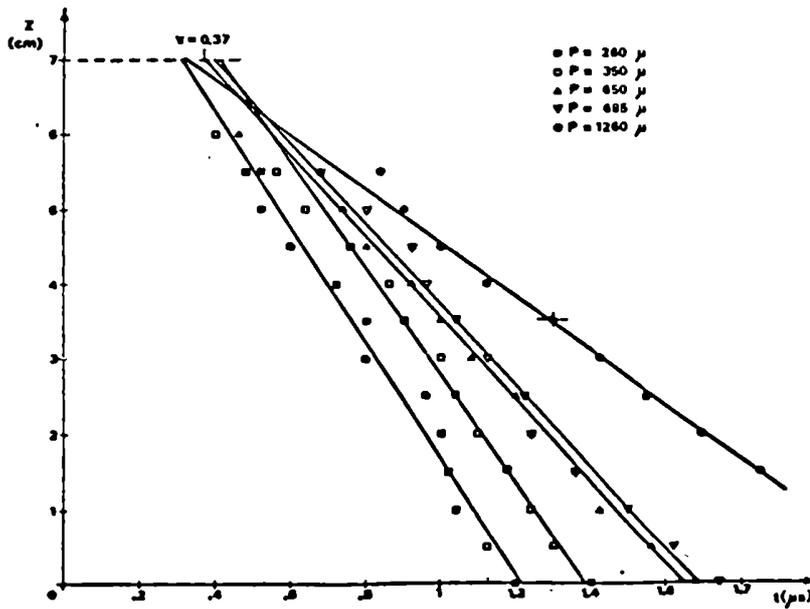


Fig. 4.4: Argón

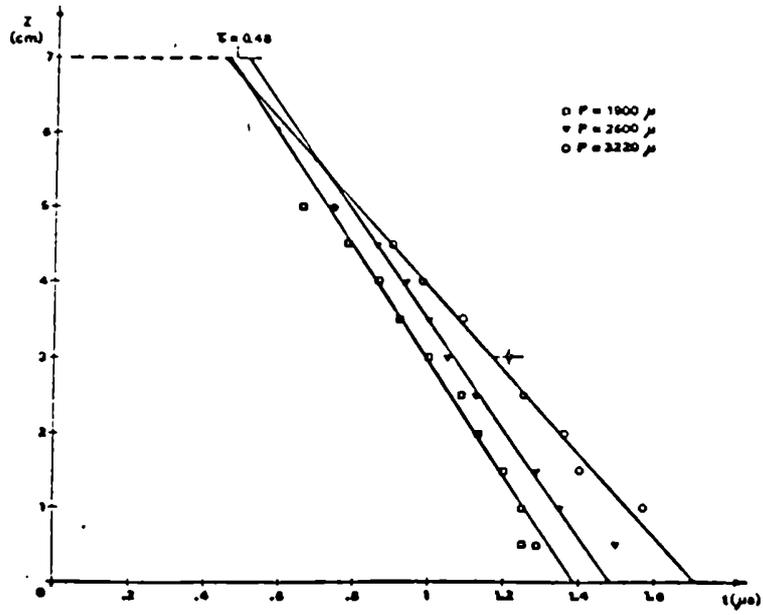


Fig. 4.5: Deuterio

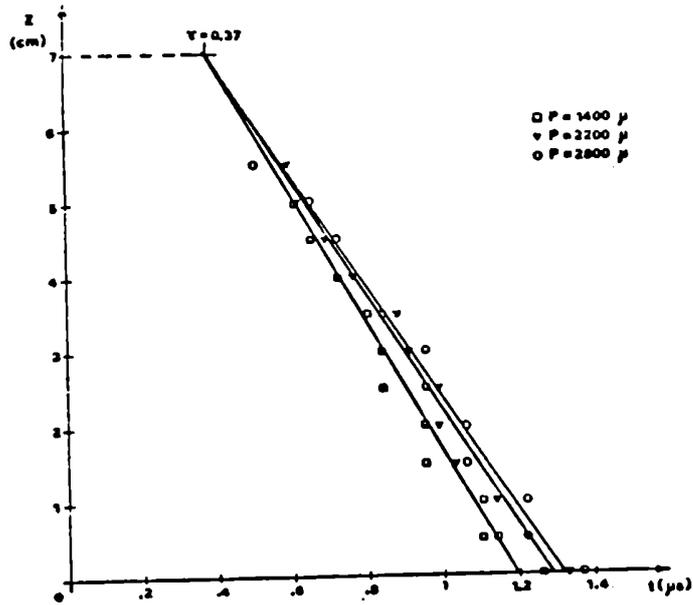


Fig. 4.6: Helio

Para orientar las sondas de forma de medir B_{φ} se las hizo rotar sobre su eje en varias descargas sucesivas hasta encontrar la posición en la que las tensiones inducidas fuesen máximas. Con el propósito de comprobar la simetría azimutal de la lámina de corriente, se realizaron varias descargas con ambas sondas ubicadas en el mismo r y z pero distinto φ , registrándose sus tensiones inducidas con un osciloscopio de doble haz (Tektronix 551). Ambas señales resultan idénticas, por lo que se dió por buena la hipótesis de simetría azimutal.

Se estudió el comportamiento de la lámina con cuatro gases: aire, Argón, Helio y Deuterio, en los rangos de presión siguientes: aire de 0,15 a 0,80 Torr; Argón de 0,03 a 1,40 Torr; Helio de 0,20 a 2,80 Torr y Deuterio de 0,40 a 3,00 Torr. Estos rangos fueron elegidos aproximadamente centrados en los valores de presiones para los cuales se producía el foco en cada gas.

A continuación se describen los resultados obtenidos luego de varios centenares de descargas. La fig. 4.2 muestra una típica traza oscilográfica de la señal de una sonda. La tensión a la que se cargó el banco de condensadores durante esta parte del trabajo fue invariablemente 15 kV.

Las figs. 4.3, 4.4, 4.5, y 4.6 muestran z vs $t(z)$ para varias presiones de aire, Argón, Helio y Deuterio respectivamente. No se presentan datos para valores de z mayores que 6 cm puesto que en esa zona (el comienzo del cañón coaxial), la lámina de corriente no está bien formada y no hay frentes definidos. Todas estas mediciones fueron realizadas a un radio = 1,4 cm.

De estos resultados se desprende que, para tiempos mayores que $\sim 0,4$ seg, la relación es lineal, indicando que la lámina se mueve con velocidad prácticamente uniforme a partir de ese instante.

Con el propósito de verificar la validez del modelo de barredora de nieve unidimensional, que se detalla en el

Apéndice II, y al mismo tiempo obtener el parámetro η (la eficiencia de barrido), se graficaron para cada gas z vs $tF(t)/\sqrt{PM}$. Las figs. 4.7, 4.8 y 4.9 muestran los resultados para los cuatro gases empleados; en cada caso se trazó la correspondiente recta de cuadrados mínimos. El ajuste de los puntos experimentales es satisfactorio y las eficiencias de barrido que resultan son:

Argón $\eta =$	0,16	Aire $\eta =$	0,23
Helio $\eta =$	0,28	Deuterio $\eta =$	0,32

También se puede afirmar que, dentro de los rangos cubiertos, las eficiencias de barrido varían poco con la presión del gas; de lo contrario, los puntos experimentales se apartarían de la relación lineal. El modelo mencionado permite calcular una velocidad teórica v de avance de la lámina, en función del tiempo y de los parámetros del equipo (ver Apéndice II).

Por otro lado, de los gráficos z vs $t(z)$ se puede determinar una velocidad v' experimental. La fig. 4.10 muestra v vs v' para un conjunto significativo de puntos experimentales. El acuerdo entre ambas velocidades resulta en una ulterior confirmación del modelo utilizado.

Es relevante a este punto hacer algunos comentarios sobre los resultados obtenidos. En primer lugar, conviene mencionar que el haber hallado velocidades de avance de la lámina prácticamente constantes no es una característica de estos equipos, sino una mera consecuencia del rango de presiones utilizado. En efecto, los tiempos típicos de llegada de la lámina a la sonda, para todos los gases van de $\approx 0,5$ a $1,6 \mu$ seg.

Notando que el período de la corriente de descarga es de 4,2 seg, se ve inmediatamente que las láminas medidas viajan en tiempos cercanos al primer máximo de la corriente y, en consecuencia, no cambian apreciablemente su velocidad.

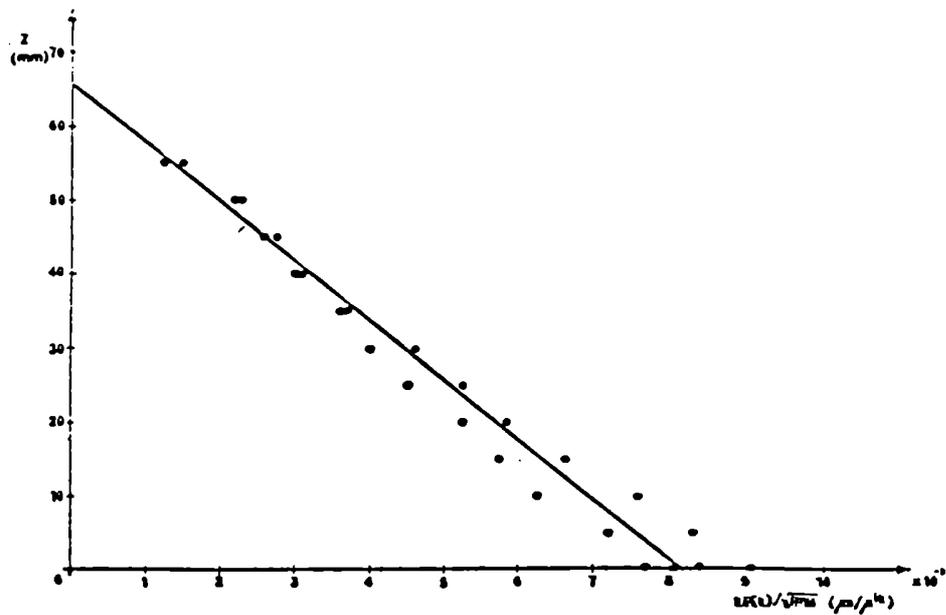


Fig. 4.7: Deuterio

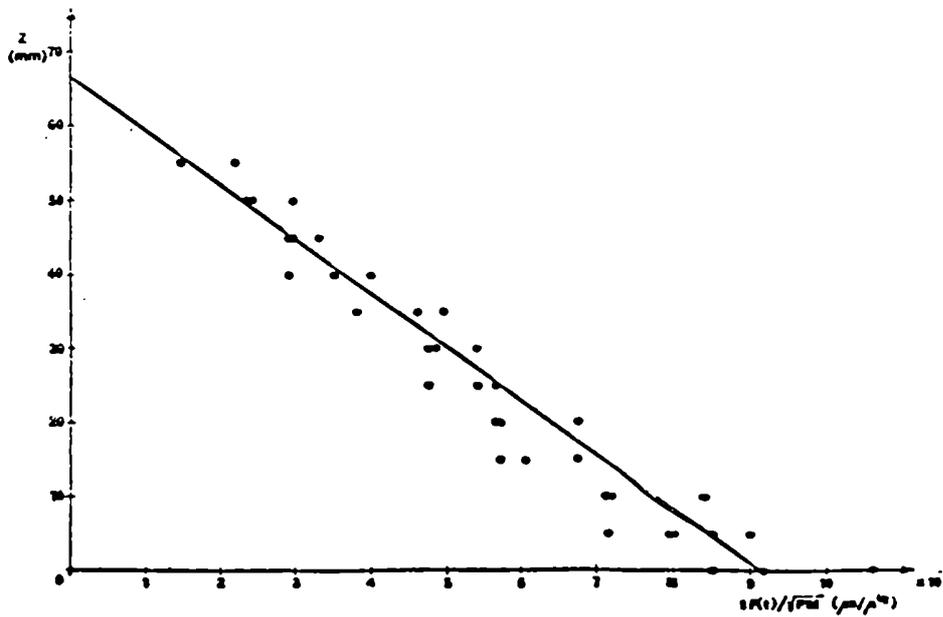


Fig. 4.8: Helio

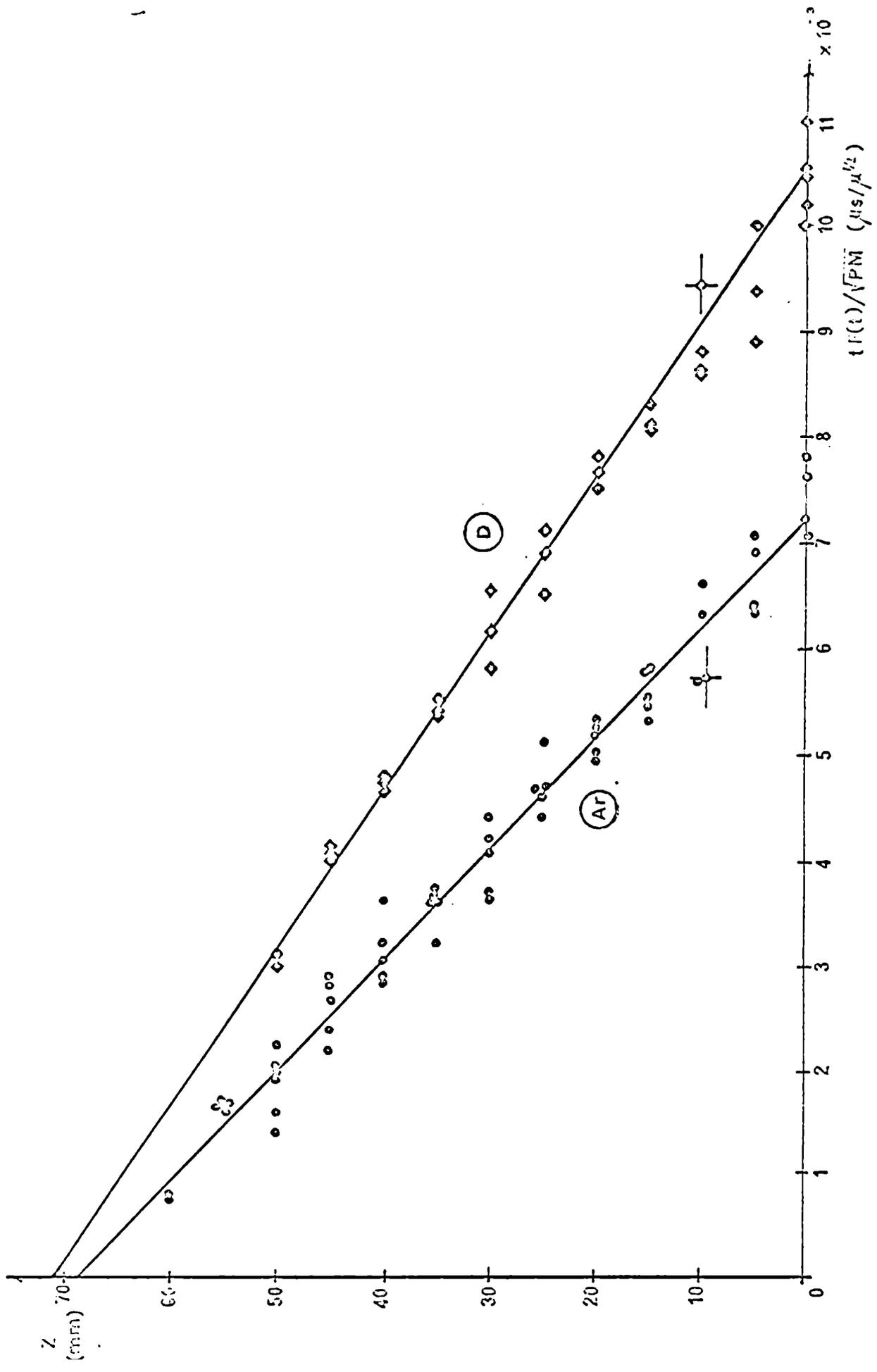


FIG. 4.9: Argón y Deuterio.

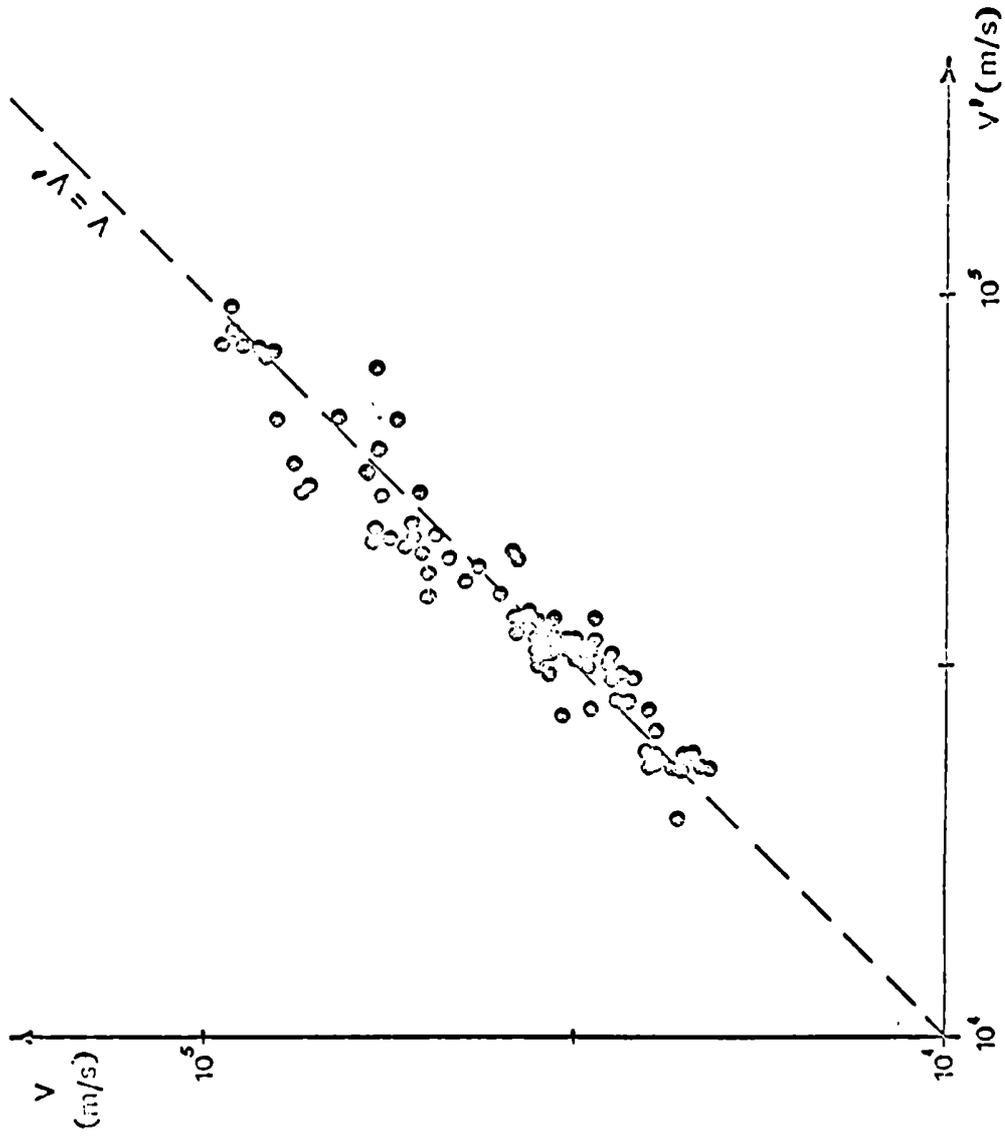


Fig.. 4.10: Comparación de velocidades

En segundo lugar, si se extrapolan al origen las rectas de cuadrados mínimos de los gráficos z vs $t F(t) / (pM)^{1/2}$, las ordenadas coinciden en todos ellos en un valor $z_0 = 7$ cm, que no corresponde a la longitud total de los electrodos (10 cm). Esto se puede explicar notando que la aislación entre los electrodos se realiza por medio de un tubo de vidrio Pyrex colocado sobre el electrodo interior, de 3 cm de longitud. En consecuencia, la longitud efectiva del electrodo central es de 7 cm, como indican los resultados experimentales. Como se verá luego, fotografías ultrarápidas del comienzo de la descarga muestran que la lámina se forma primero sobre el aislante de vidrio, en instantes posteriores comienza a erguirse radialmente (en esa situación, la densidad de corriente tiene sólo componentes z) y luego de un cierto tiempo ($\sim 0,4 \mu\text{seg}$) se yergue lo suficiente como para que la corriente tenga componente radial y comience a moverse en la dirección axial.

En tercer lugar, es oportuno señalar que la aparición del factor η de eficiencia de barrido puede entenderse notando que, como se mostrará enseguida, la lámina resulta ser curvada y con estructuras filamentosas. Ambos hechos pueden contribuir a que la lámina "vea" una densidad efectiva menor: la curvatura, porque parte del gas puede resbalar sobre la lámina, disminuyendo la componente z del impulso que el gas ejerce sobre la lámina y eventualmente "pasarle por encima" al llegar al electrodo exterior; la estructura filamentosa, porque deja partes de la lámina formada por un plasma tenue, que puede no llegar a ionizar completamente al gas y por tanto, no incorporarlo a su estructura.

Por último, la dependencia funcional de la velocidad de la lámina que se deriva del modelo, con la tensión inicial del banco de condensadores y con la densidad del gas es de la forma $v \sim (V_0/\rho)^{1/2}$. No existe uniformidad sobre esta dependencia en la literatura; Keck (103) y Buttler et. al. (15) han encontrado experimentalmente la misma ley, pero Mather (2) y Dattner y Eninger (11) presentan leyes distintas.

El resultado de éste último ($V_0^{1/3} / \rho^{1/6}$) ha sido explicado por Jelen (104), en términos de corrientes parásitas sobre el aislante (que como se mostrará, no ocurren en este trabajo). La ley obtenida por Mather ($V_0^{1/2} / \rho^{1/4}$) no ha recibido aún explicaciones o confirmaciones, si bien podría también deberse a corrientes parásitas.

Para comprobar la validez de la expresión adoptada para el campo B_ψ en el modelo BN ($B_\psi = \mu_0 I(t) / 2\pi r$) se midió la intensidad del campo detrás de la lámina, en distintas posiciones radiales.

Para ello se integró la señal de la sonda utilizando un circuito RC apropiado ($RC = 50 \mu\text{seg}$); la tensión a la salida del integrador resulta ser:

$$V = \frac{\pi d_s^2}{4 RC} B_\psi = \frac{K}{r^\beta}$$
$$\log V = \log K - \beta \log r$$

La fig. 4.11 muestra $\log V$ vs $\log r$, para descargas en aire a 0,3 Torr.

La sonda se colocó a $z = 2$ cm, posición en la que las señales eran máximas, correspondiendo a la llegada de la lámina a la posición de la sonda en un máximo de la corriente, es decir $I(t) = I_0$.

De la pendiente y ordenada al origen de la recta que ajusta los puntos experimentales se obtiene:

$$\beta = 1,074; \quad K = 0,529 \text{ Volt mm}$$

De K se obtiene un valor de la corriente I_0 que resulta de $1,13 \times 10^6$ A, valor correcto dentro de los errores experimentales. En consecuencia, podemos dar por buena la expresión de B_ψ adoptada y además podemos afirmar que toda la corriente de descarga está fluyendo a través de la lámina.

Para investigar la presencia de componentes radiales se utilizó inicialmente una sonda magnética de dimensiones más reducidas, lo que se logró haciendo una aislación de la sonda mediante una capa delgada de epoxi.

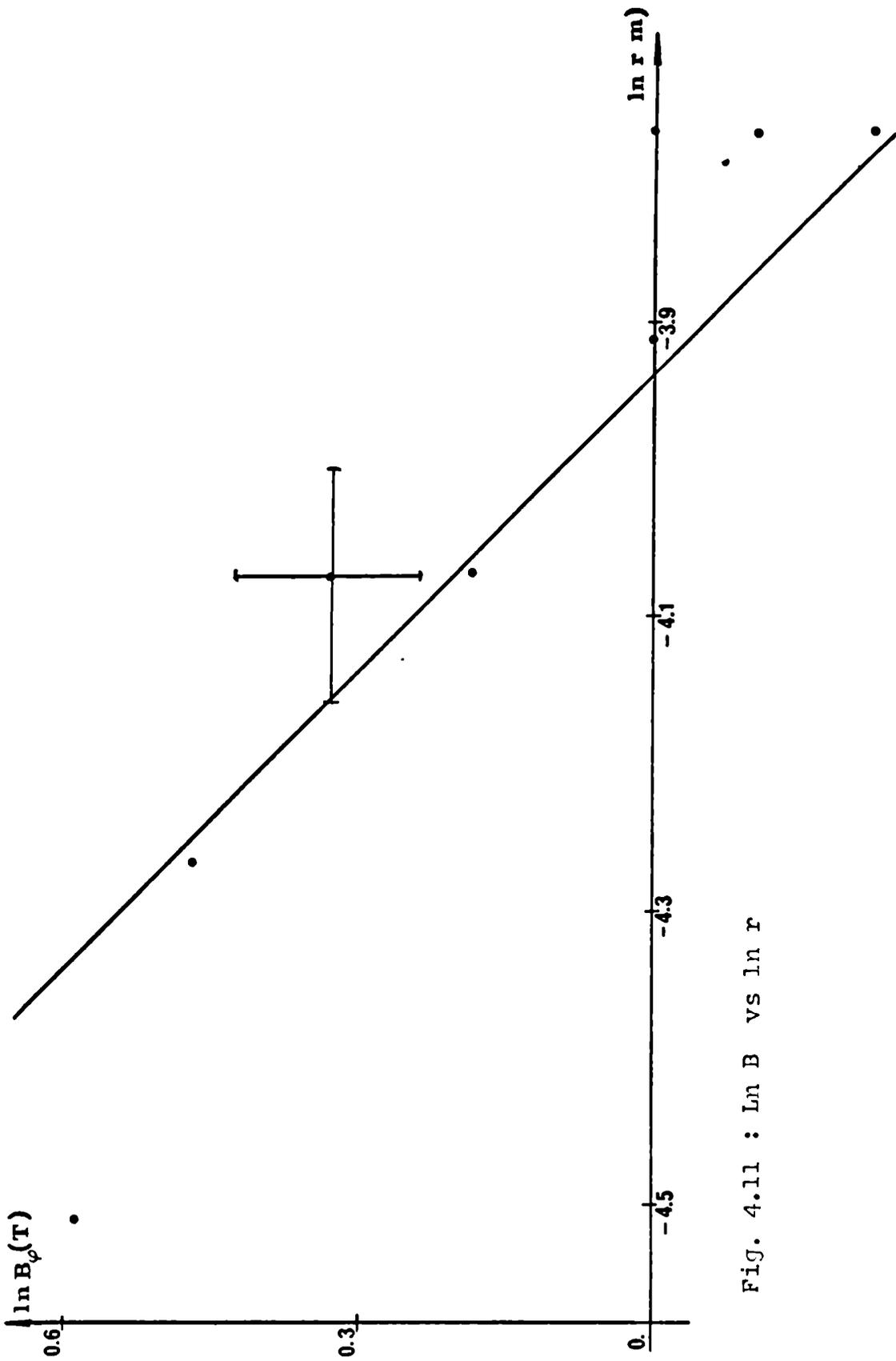


Fig. 4.11 : $\ln B$ vs $\ln r$

De esta forma, se lograron sondas cuyo diámetro neto eran de ~ 1 mm. Lamentablemente, la capa de epoxi es rápidamente dañada por el plasma y las sondas comienzan a captar señales espurias por lo que se optó por las sondas recubiertas por vidrio, de dimensiones externas mayores ($\sim 2,5$ mm).

Con las sondas de menor tamaño se pudo detectar, aunque en forma errática una componente radial B_r del campo magnético. La fig. 4.12 muestra una típica traza oscilográfica de la sonda orientada para captar B_r . El doble pico positivo y negativo, permite afirmar que B_r existe sólo en la lámina. Su amplitud es fluctuante y en un caso se detectó B_r de sentido opuesto. El valor mayor encontrado resultó ser un 20% de B_ψ . Campos similares han sido detectados anteriormente (22), y se los relaciona con estructuras magnetohidrodinámicas de la lámina de corriente (105, 106).

Al utilizar las sondas de mayor tamaño, no se consiguió detectar nuevamente este campo. Se impone concluir que las dimensiones espaciales de la localización de B_r es del orden o menor que 1 mm y que objetos de mayor tamaño alteran las configuraciones magnetohidrodinámicas que los generan, haciendo imposible su detección.

El espesor de la lámina de corriente se define como el ancho de la distribución de densidad de corriente $j_r(z)$. De la ecuación 4.1, esta magnitud, que llamaremos D está ligada al ancho temporal Δt de la tensión inducida en la sonda V_s a través de la relación:

$$D = v_z \Delta t$$

Δt se determina como el ancho de altura mitad de las señales de la sonda, y para v_z se toma el valor v' de la velocidad de la lámina determinado experimentalmente. La fig. 4.13 muestra D vs t para $z = 2$ cm y diferentes gases. La correlación evidenciada en el gráfico permite extraer una conclusión interesante.



Fig. 4.12: Oscilogramas de campo magnético radial
(trazo superior: dI/dt ; trazo inferior: dB_r/dt)
Las velocidades del barrido son $0,2 \mu\text{seg/div.}$

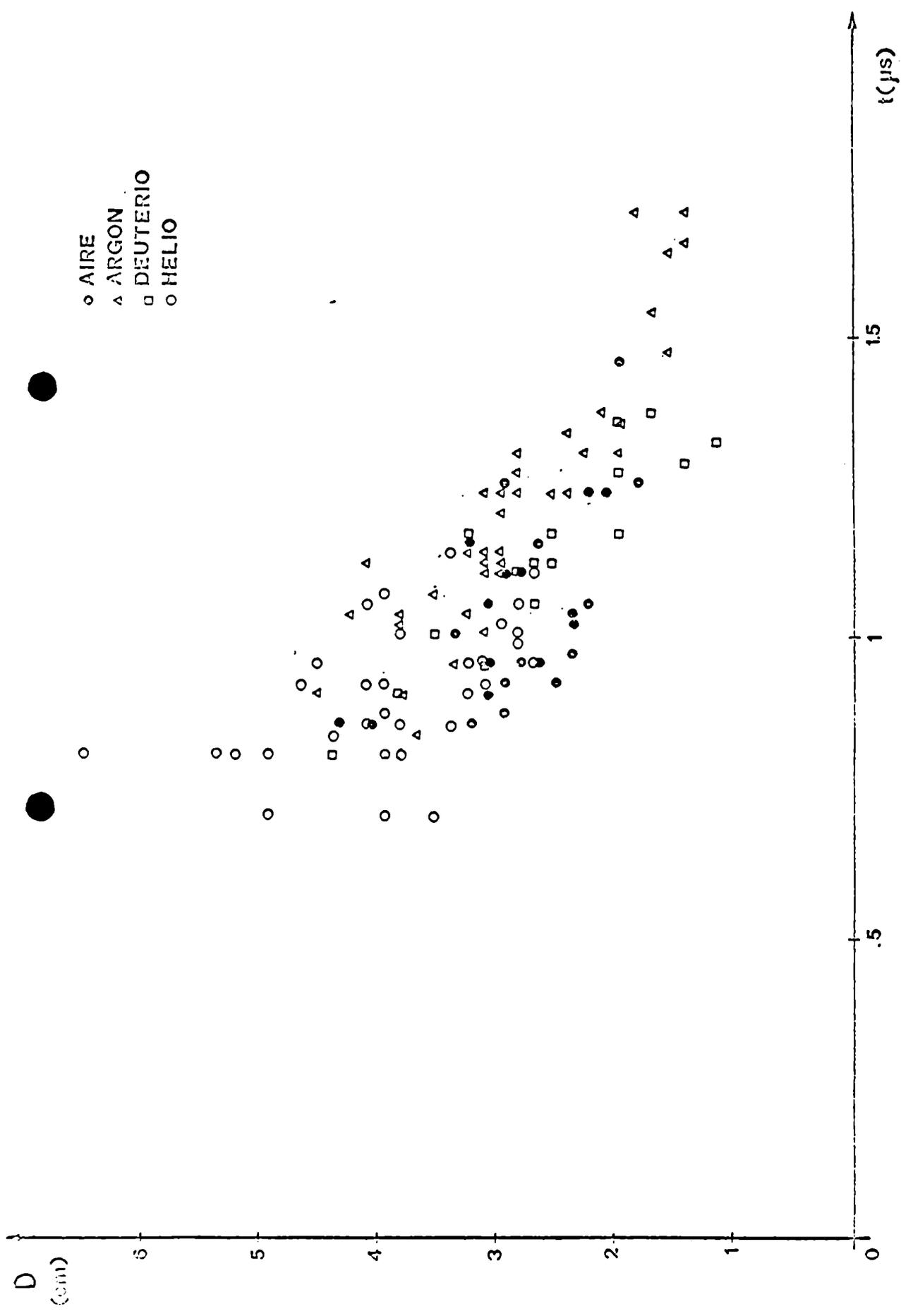


Fig. 4.13: Ancho de la lámina vs. tiempo en $z=2$ cm; $v=1,4$ cm

Dado que, para cada gas, diferentes valores de t implican diferentes presiones, el hecho que todos los gases den el mismo ancho de la lámina para un t fijo implica que el ancho D está determinado por la dinámica global de la lámina, y no por parámetros microscópicos del gas, tales como la masa molecular, las secciones eficaces de choque, etc.

Finalmente, la fig. 4.14 muestra un típico perfil $r(z)$ de la lámina, determinado variando la posición radial de la sonda en una posición z fija, cercana al final de los electrodos, usando el hecho que la velocidad es prácticamente constante, y que el ancho de la lámina varía poco en ese intervalo de tiempo. Puede verse que la lámina está lejos de ser plana contrariamente a lo supuesto en el modelo BN; las implicancias de este resultado son discutidas más adelante. También conviene notar que la lámina "arranca" plana del conductor interior. Esta observación será confirmada posteriormente con fotografías ultrarápidas.

IV.2 Resultados obtenidos por medio de fotografía ultrarápida

IV.2.1 Imágenes frontales de la lámina de corriente

La fig. 4.15 muestra una típica imagen de la lámina de corriente con la cámara enfocada aproximadamente en $Z = 2$ cm, para una descarga con $V_0 = 15$ kV y 2,4 Torr de Deuterio. Puede verse una definida estructura filamentosa. Se distingue una clara transición entre una región interior en donde los filamentos son muy delgados y difíciles de resolver y otra intermedia, en la cual los filamentos son más gruesos.

Finalmente en la región cercana al electrodo exterior no se ven filamentos sino estructuras en forma de anillos, claras y oscuras. Estas últimas se deben presumiblemente a que, dada la pequeña profundidad de foco del sistema óptico (~ 5 mm en las condiciones utilizadas) no es posible enfocar simultáneamente a toda la lámina.

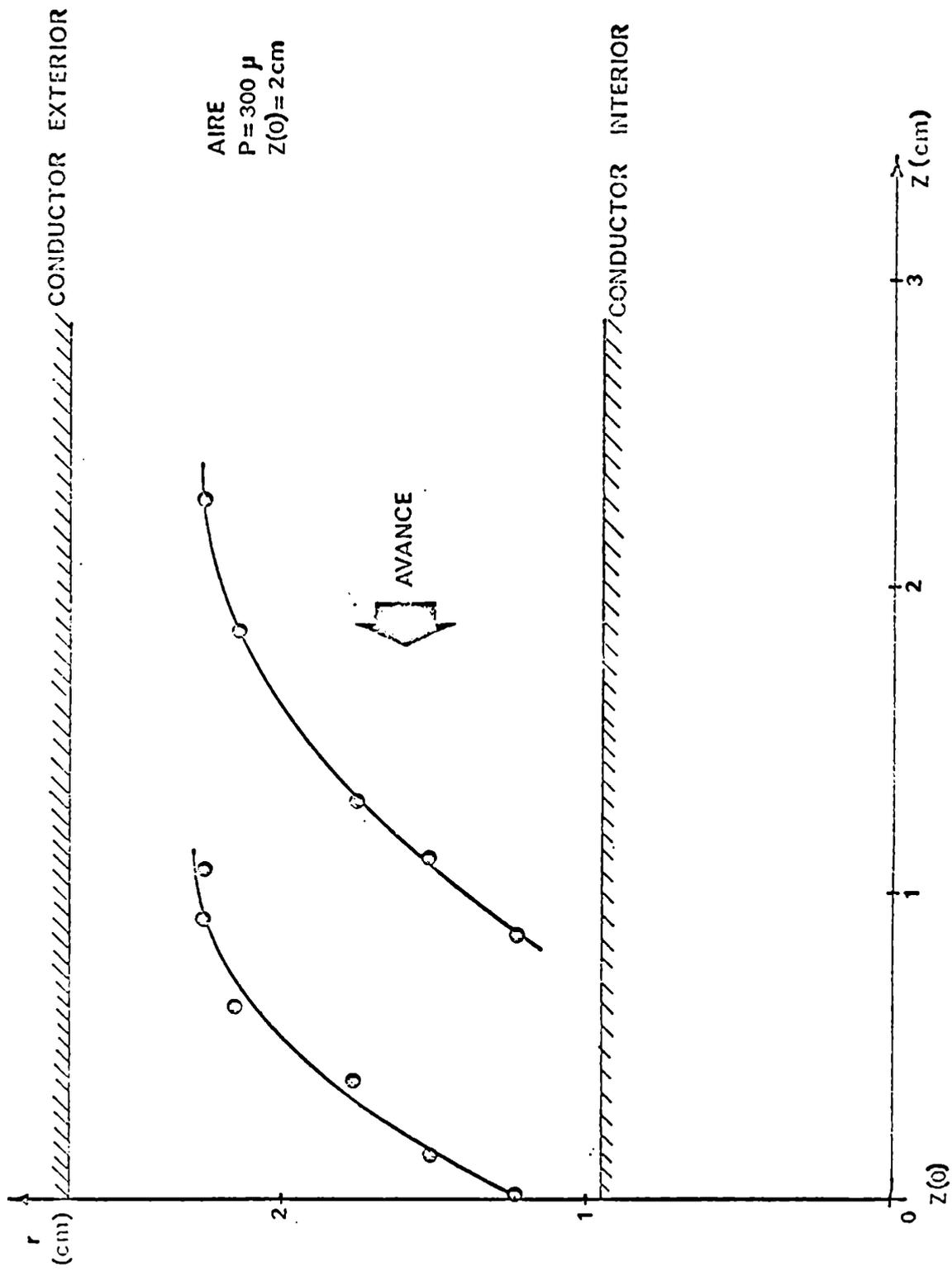


Fig. 4.14: Perfil de la lámina de corriente

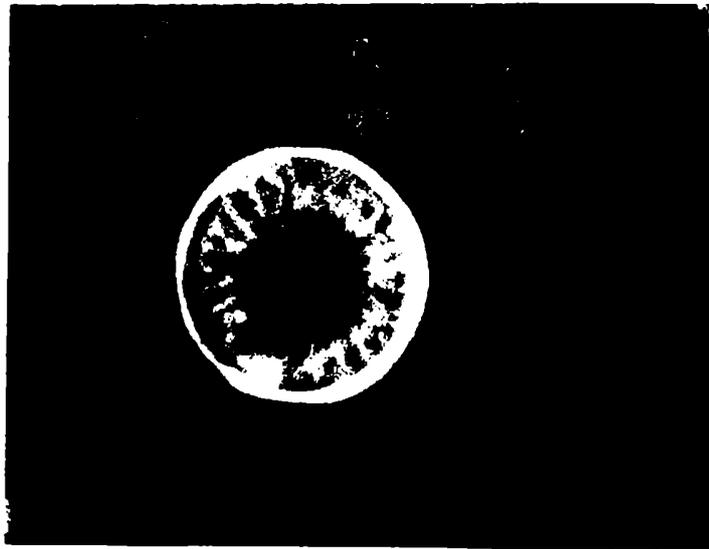


Fig. 4.15: Estructura filamentosa de la lámina de corriente.

El aspecto de la lámina cambia con la presión de llenado. En el rango de 2-3 Torr, la región intermedia (aproximadamente 8 mm) es grande y cubre prácticamente a todo el espacio entre los electrodos. A medida que la presión disminuye la región intermedia disminuye y prácticamente desaparece a 0,5 Torr. El diámetro aparente de los filamentos es de alrededor de 1 mm, y el número de filamentos promedio es de 25.

Se fotografiaron descargas de Argón y aire, desde 1 Torr a 0,018 Torr, encontrándose láminas de aspecto no uniforme, pero sin que se puedan resolver estructuras filamentosas. Como el límite de resolución espacial de nuestro sistema era de aproximadamente 0,5 mm, se puede afirmar que si existen filamentos, su separación es inferior al límite de resolución. Es oportuno mencionar que Grunberger (9) obtiene fotografías de la lámina de corriente en Argón, que muestran estructuras filamentosas de 0,5 mm, con separaciones entre los filamentos del mismo orden.

IV.2.2 Imágenes laterales de la lámina de corriente

Utilizando el sistema de electrodos sin cilindro exterior descrito en III.3.3, se fotografió lateralmente el proceso de formación y avance de la lámina de corriente. La fig. 4.16 muestra el proceso de formación de la lámina en dos instantes sucesivos, la fig. 4.17 muestra distintas etapas del avance coaxial. Los resultados pueden resumirse como sigue. La lámina comienza a formarse sobre el aislante y durante unos 400 nseg su movimiento preponderante es en la dirección radial. A partir de ese instante, comienza a desplazarse también en la dirección axial, adquiriendo una forma curvada que nace perpendicular al electrodo inferior y se mantiene prácticamente invariante durante todo el avance a lo largo del conductor central. Este comportamiento es coherente con el encontrado con las sondas magnéticas, en particular, explica el retraso de 400 nseg y la necesidad de descontar la longitud del aislante. Además, la invariancia en la forma de la lámina explica porqué el modelo de barredora de nieve está en buen acuerdo con las mediciones a pesar de que la lámina no sea plana.



t=350 nseg

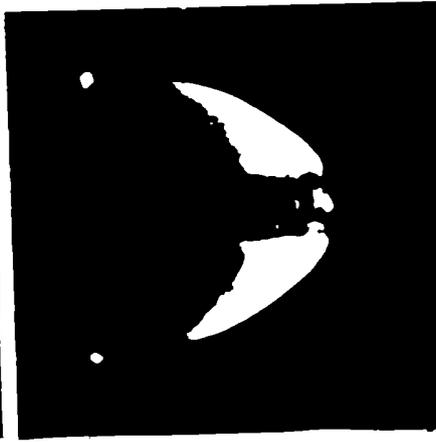


t=750 nseg

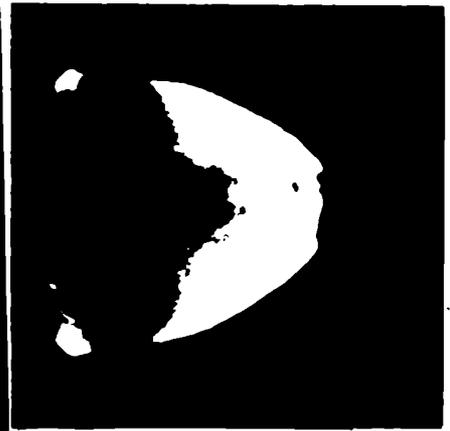
Fig. 4.16: Etapas iniciales de la descarga. El arco luminoso que se observa a la izquierda es un reflejo en la cámara de descarga.



t=950 nseg



t=1050 nseg



t=1200 nseg

Fig. 4.17: Distintas etapas del avance de la lámina de corriente.

Podría plantearse el interrogante de si la presencia del cilindro exterior modifica estos resultados. Tomando como base un modelo magnetohidrodinámico bidimensional para el avance de la lámina desarrollado por F. Gratton (16) que resulta confirmado por fotos similares a las mostradas en 4.16 y 4.17 (107) puede afirmarse que el cilindro exterior hace las veces de mera condición de contorno para la corriente y por lo tanto su ausencia no modifica sustancialmente la cinemática de la lámina.

C A P I T U L O V

MEDICIONES EN LA ETAPA DEL COLAPSO

- V. Mediciones en la etapa del colapso
- V.1. Mediciones realizadas en el equipo original
- V.1.1 Pico en la derivada de la corriente

Una característica singular de los equipos P.F. es que, cuando la relación entre los parámetros eléctricos y mecánicos es tal que se forma el foco (es decir, se produce emisión de Rayos X y neutrones), la derivada de la corriente de descarga presenta un pico característico de alrededor de 100 nseg de duración, indicando una súbita disminución de la corriente. En consecuencia, la ocurrencia de la focalización queda evidenciada por la presencia del pico en la señal de la Bobina de Rogowsky. El pico ocurre en instantes cercanos al primer cero de la di/dt (y por tanto, en las inmediaciones de un máximo de la corriente). En esos instantes, la tensión en el banco de condensadores pasa por un cero, y por lo tanto, las tensiones inductivas deben balancearse entre sí, o sea:

$$L \frac{di}{dt} + i \frac{dL}{dt} \approx 0$$

durante los 100 nseg que dura el pico. Una forma equivalente es:

$$\frac{|\Delta i|}{i} \approx \frac{|\Delta L|}{L}$$

Para tiempos inmediatamente anteriores a la focalización, la lámina de corriente ha desbordado el extremo de los electrodos y forma sobre el eje una columna, de longitud l' , que colapsa radialmente (ver fig. 5.1). Ahora, la parte variable de la inductancia está dada por la columna de radio variable y:

$$L = L_0 + L_{\text{coax}} + L_r$$

donde:

$$L_{\text{coax}} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln(b/a) l ;$$

$$L_r = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln(b/r) l'$$

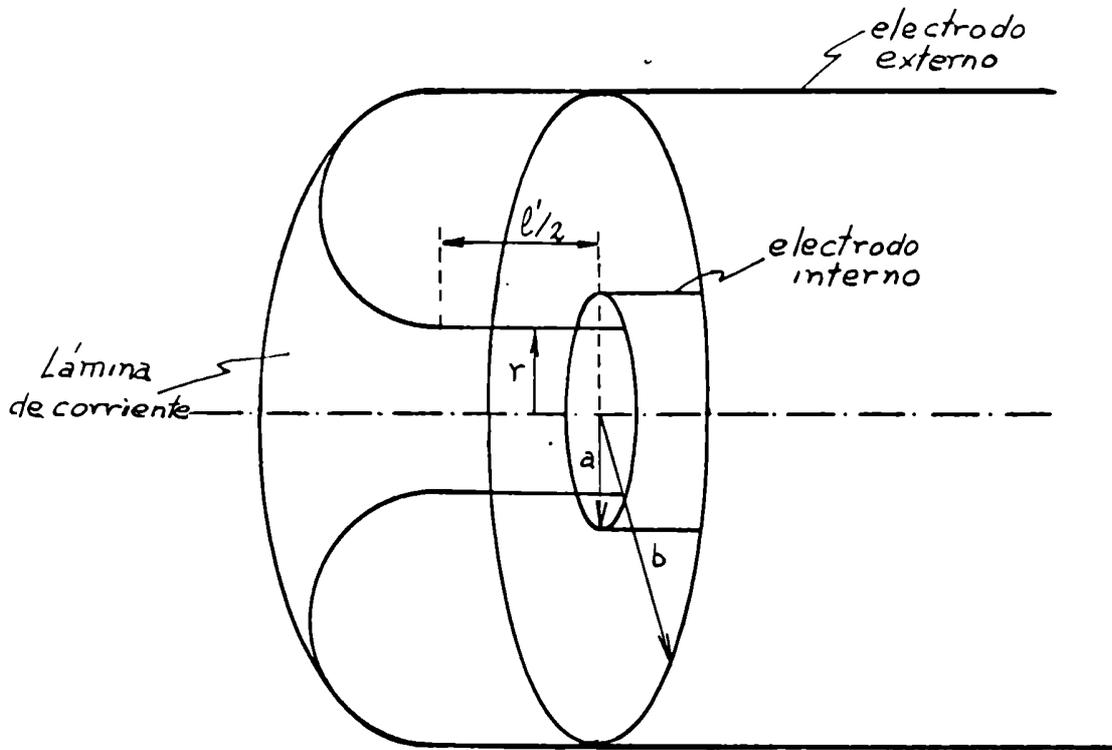


Fig. 5.1: Colapso radial

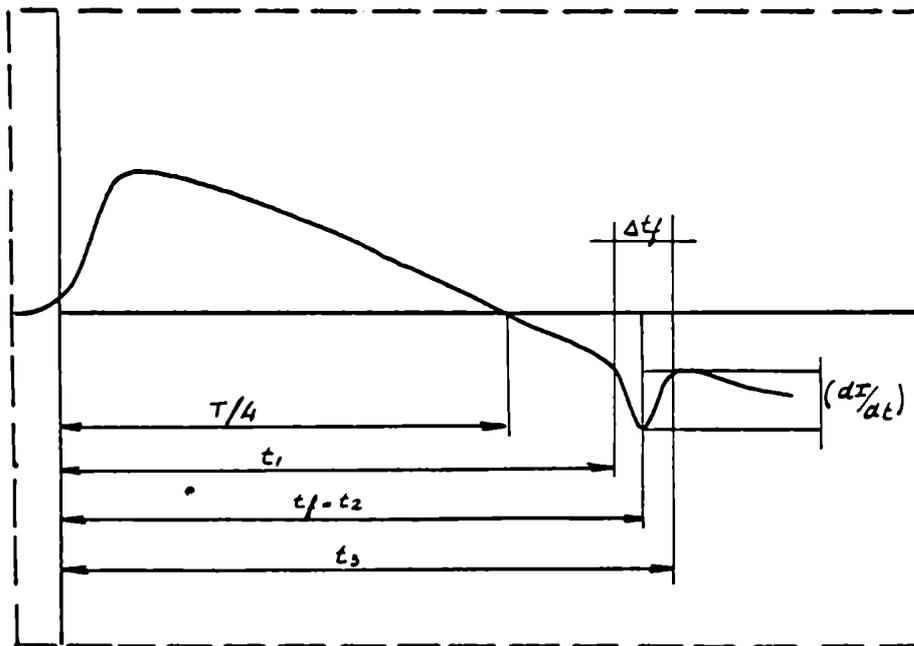


Fig. 5.2.: Oscilograma típico de dI/dt en

En consecuencia:

$$\Delta L = \Delta L_r = -\frac{\mu_0 l'}{2\pi} \frac{\Delta r}{r_{\min}}$$

y:

$$\frac{|\Delta L|}{L} = \frac{\frac{\mu_0 l'}{2\pi} \frac{\Delta r}{r_{\min}}}{L_0 + \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right)l' + \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{r_{\min}}\right)l'}$$

El valor de $\Delta I/I$ puede obtenerse de la señal de dI/dt (ver fig. 5.2), tomando $I \approx I_{\max}$; $\Delta I \approx (dI/dt)_{f_{\max}} \cdot \Delta t_f$ resulta:

$$|\Delta I| / I \approx 0,16$$

Lo que nos permite estimar el radio mínimo de la columna. En efecto, notando que si $\Delta L \approx 0,16 L$, se puede despreciar el término que contiene $\ln(b/r)$ en la expresión de $\Delta L/L$ y que $L_0 + L_{\text{coax}} \approx 85 \text{ nHy}$.

$$0,16 \approx \Delta L/L \approx (200/85) l' (\Delta r/r_{\min})$$

De las fotografías laterales del colapso de la lámina, puede medirse $l' \approx 1 \text{ cm}$. Luego:

$$\Delta r/r_{\min} \approx a/r_{\min}^{-1} = 0,16 \times 85/2 = 68$$

y finalmente:

$$r_{\min} \approx a/8 \approx 1 \text{ mm}$$

Las fotografías laterales que se muestran a continuación presentan un radio final de la columna de ese orden y por lo tanto, la interpretación del pico de dI/dt en términos de variaciones inductivas del circuito se considera satisfactorio. Esto permite formar la siguiente imagen del proceso (ver fig. 5.2): en $t = t_1$, la lámina de corriente ha formado una columna de radio del orden del radio del electrodo central, que es comprimida acelerándose hacia el eje.

En $t = t_2$, la columna sigue colapsando y pasa por la mayor velocidad radial. Entre t_2 y t_3 sigue moviéndose hacia el eje pero cada vez con menor velocidad, hasta que en $t = t_3$ se frena, alcanzando el mínimo radio.

Este resultado tiene particular interés porque la cronometría de los diversos eventos que ocurren en el foco se toma con referencia al mínimo del pico de dI/dt y en consecuencia es importante conocer el estado de la columna para poder interpretar los diversos resultados.

En la fig. 5.3 se dan los valores de $(dI/dt)_{fmax}$ en función de t_f , el tiempo al que el pico es máximo, para descargas en D_2 a 1,8 Torr y 16 kV. Cada valor de $(dI/dt)_{fmax}$ representa un promedio alrededor de 5 datos experimentales. La dispersión de tiempos (± 100 nseg) debe atribuirse a la aleatoriedad ya mencionada del tiempo de viaje de la lámina, puesto que los datos han sido obtenidos con todos los parámetros constantes.

Dos hechos surgen del resultado:

- a) el foco ocurre (para esa presión) retrasado entre 300 y 400 nseg del máximo de la corriente.
- b) cuando menor es t_f (y por tanto, mayor es la corriente a la cual se produce la focalización) mayor es la amplitud del pico dI/dt .

Este segundo hecho es rápidamente explicado notando que la fuerza que produce el colapso depende del cuadrado de la amplitud de la corriente. Dado que es de esperar una relación directa entre la amplitud del pico de dI/dt y la calidad del foco (por ejemplo: el número de neutrones producido) resulta obvio tratar de acercarse más al máximo de la corriente el instante en que se produce la focalización. Esto puede lograrse en principio, disminuyendo un poco la presión, de forma de hacer más rápida la lámina. Sin embargo, el resultado de disminuir la presión es que los focos dejan de ocurrir, u ocurren esporádicamente y en prácticamente los mismos tiempos, pero con poca amplitud. La implicancia más inmediata de este hecho es que la ocurrencia (condición de focalización) y la calidad del foco son características independientes; el foco ocurre en una dada relación de los parámetros, y si además en el momento en que ocurre, la corriente es elevada, su calidad será mejor.

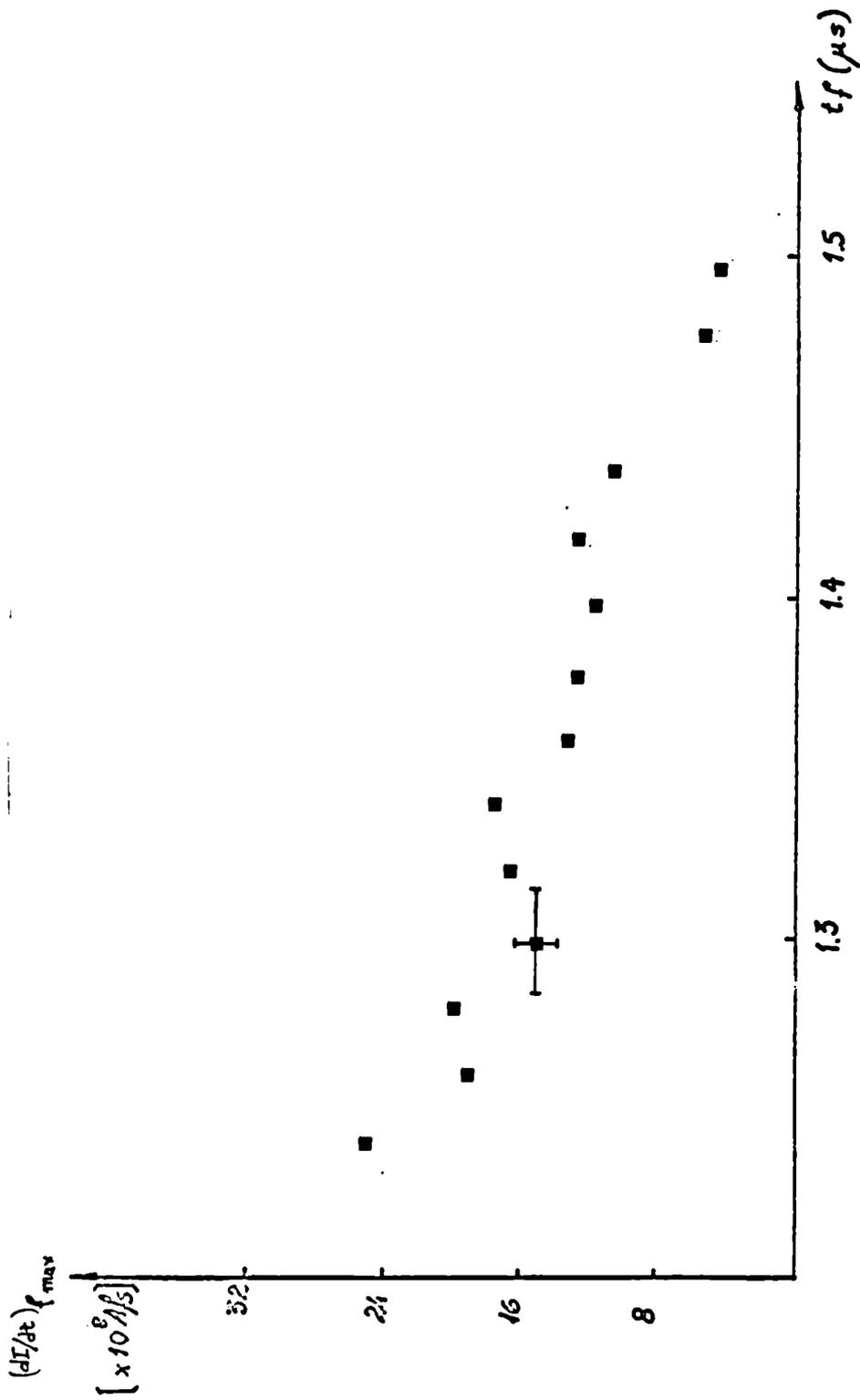


Fig. 5.3: Amplitud del pico de dI/dt en función del tiempo de focalización.

V.1.2 Aspectos visibles del colapso radial

El colapso radial fue fotografiado con el convertidor de imágenes ubicado en posición normal al eje de los electrodos y enfocándolo al extremo de los mismos. Para dispararlo se utilizó la señal de la Bobina de Rogowsky, con diversos retardos. La fig. 5.4 muestra tres fotografías de descargas en idénticas condiciones y con el mismo retardo nominal. Puede verse que la aleatoriedad del tiempo de viaje de la lámina impide cronometrar el colapso radial con referencia al comienzo de la descarga y en consecuencia se adoptó como $t=0$ el instante en que el pico de dI/dt es máximo. Para ello, cada foto fue obtenida registrando simultáneamente con un osciloscopio de doble cañón (Tek 551) la señal de la BR y la señal de monitor del convertidor.

La fig. 5.5 muestra seis fotografías (tiempo de exposición: 5 nseg) de descargas en idénticas condiciones, con los tiempos correspondientes a cada una de ellas. Puede verse con toda claridad cómo se forma la columna, su colapso hacia el eje y su desaparición. Cabe señalar que el momento de máxima compresión (+ 40 nseg) corresponde con el fin del pico de dI/dt , y que el radio de la columna visible es de ~ 1 mm, su longitud de ~ 1 cm (en la foto se ve sólo la mitad; el resto de la columna se encuentra dentro del electrodo central hueco (34), lo que confirma las suposiciones hechas en 5.1.

La fig. 5.6 muestra el radio medio de la columna en función del tiempo para un conjunto de 7 fotos obtenidas en deuterio a 2 Torr. De la misma puede obtenerse una velocidad radial media de $1,7 \times 10^5$ m/seg. Si comparamos los tiempos necesarios para llegar al radio mínimo (40 nseg) con los que resultan del modelo BN aplicado a la parte radial y que se describe en el punto A.2.3 del Apéndice II, resulta que coinciden para valores del parámetro α (cociente de masa inicial a masa incorporada por la lámina) menores que 0,1.

Este resultado coincide con el encontrado por Patou et.al. (8) e implica que la masa de gas que interviene en el foco es primordialmente incorporada durante el colapso radial.



Fig. 5.4:

Gas: Deuterio

Fotografías de la descarga:

tiempo de exposición: 5 ns

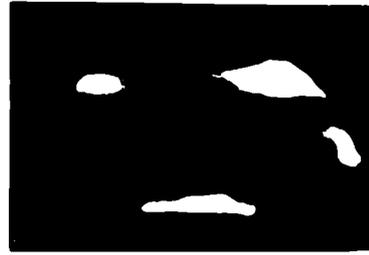
retardo nominal del convertidor: 900 ns

Oscilogramas:

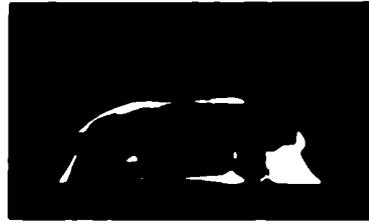
traza superior: señal del detector de
Rayos X (0,5 V/div.)

traza inferior: señal del monitor

barrido horizontal: 200 ns/div.



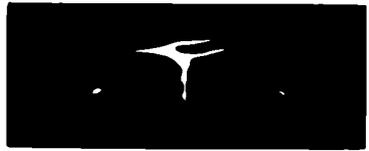
t=100



t=60



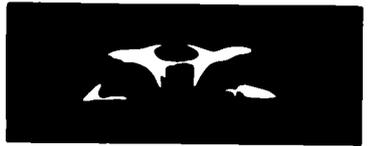
t=50



t=0



t=-20



t=-60

Fig. 5.5: Fotografías del desborde y colapso radial

gas: dextereio

tensión: 1.5 kV

tiempo de exposición: 5 ns

t: tiempo respecto de la máxima compresión (ns)

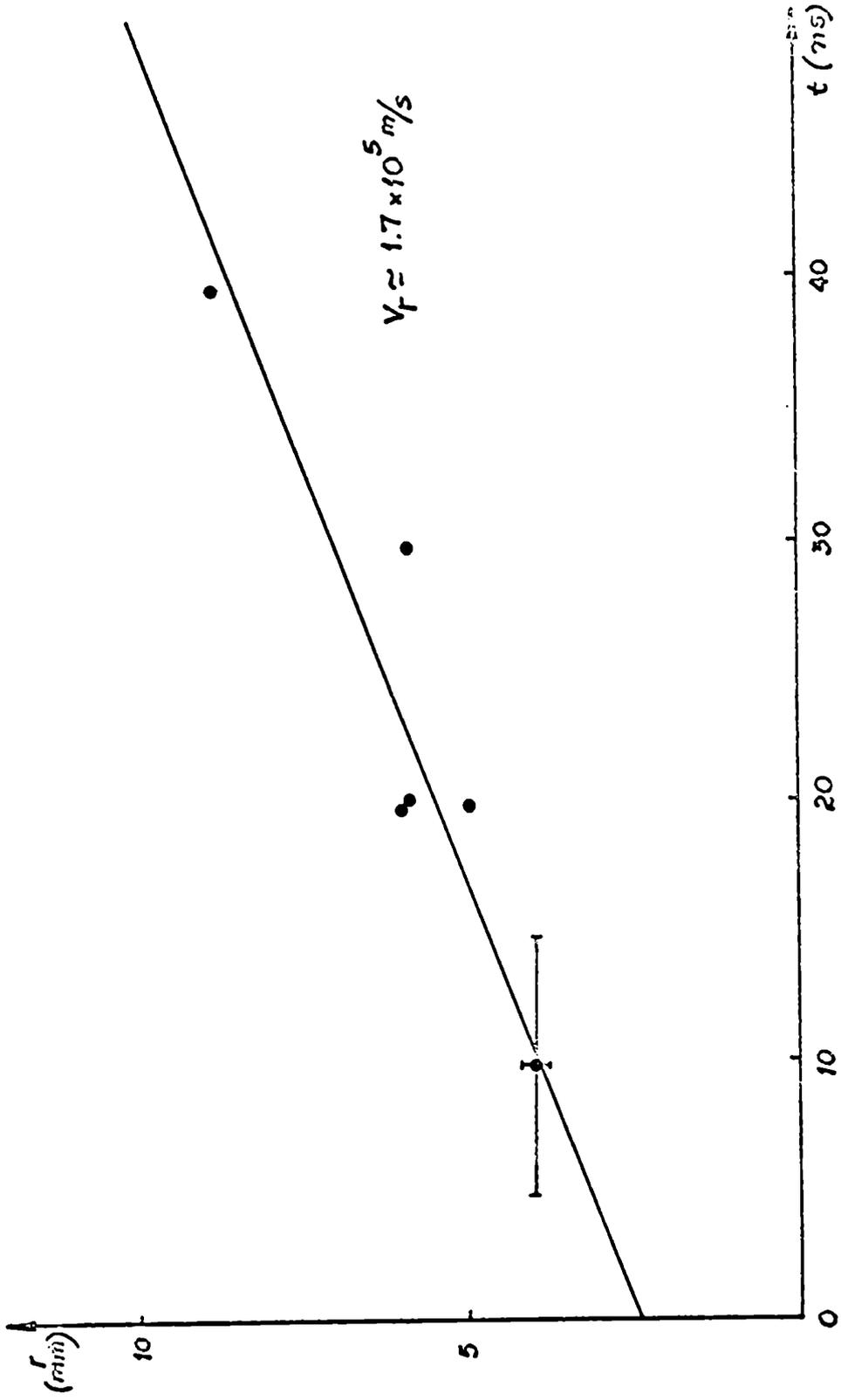


Fig. 5.6: Velocidad media del colapso radial.

Por último, conviene notar que las fotografías mostradas en la fig. 5.5 presentan características encontradas por otros investigadores y ya señaladas en el parágrafo II.2.1. Concretamente, la segunda fotografía muestra inhomogeneidades en la lámina atribuibles a filamentos; la tercera muestra un estrangulamiento en la etapa final de la compresión, la cuarta muestra la desaparición (en el aspecto visible) de la columna en instantes en que la corriente está todavía cercana al máximo.

V.1.3 Pulsos de Microondas.

Con el detector descrito en III.4.6 se registraron pulsos de microondas emitidos en descargas en Argón a 0.4 Torr y Deuterio a 2 Torr. En ambos casos la tensión del banco fue de 16 kV. El detector se colocó a distancias entre 20 y 70cm de la posición del foco, sobre el eje de los electrodos (0°) o perpendicular al mismo (90°). Los resultados obtenidos no dependen de la orientación del detector respecto del eje de los electrodos ni del tipo de gas empleado.

El primer resultado que se debe mencionar es que los pulsos se detectan sólo cuando ocurre un foco, y por tanto no pueden explicarse como radiación propia de la descarga. Para determinar el instante de la emisión, se registró simultáneamente la señal de microondas con la proveniente de la BR derivada por medio de un circuito RC. Esto permite definir mejor el momento del máximo del pico de dI/dt .

La fig. 5.7 muestra una típica traza oscilográfica en la que se ve que las microondas son emitidas en coincidencia con el máximo del pico de dI/dt . El ancho temporal resulta de 25 a 30 nseg y viene dado por el osciloscopio usado (Tek 551). Para lograr mejor resolución temporal se registraron los pulsos de microondas con el osciloscopio Tek 581 (~ 10 nseg utilizando la unidad enchufable 1A1). En la fig. 5.8 se ven una serie de pulsos registrados en esas condiciones. Puede verse que los pulsos presentan estructuras complejas, y parecen estar formados por pulsos más cortos, de duración inferior a los 10 nseg. Este resultado es coherente con el obtenido por Bostick et. al.(71).

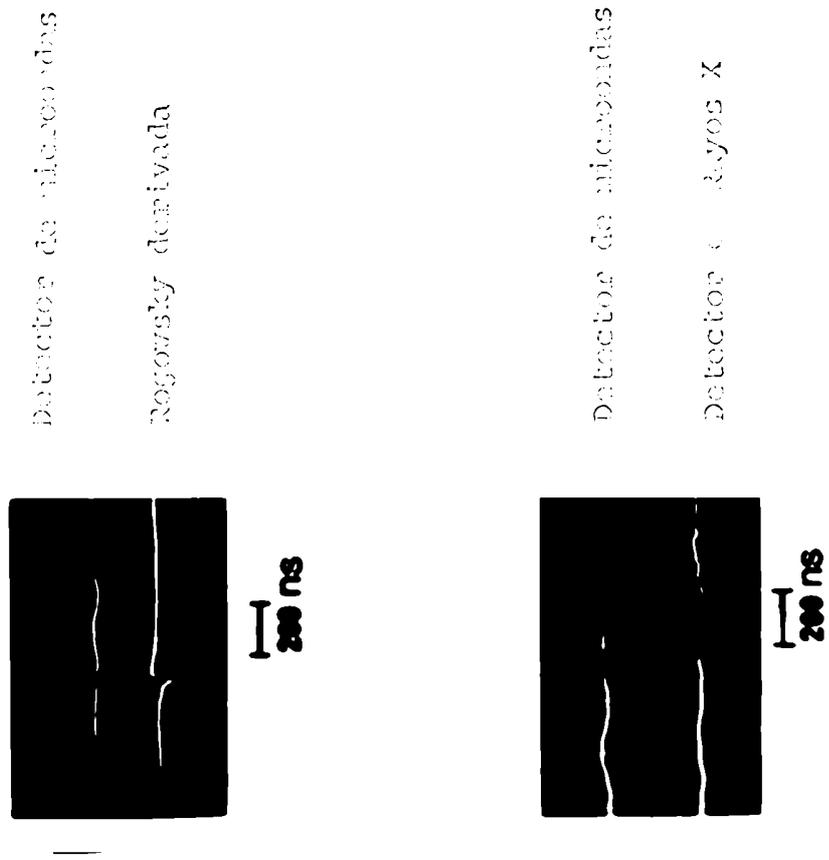
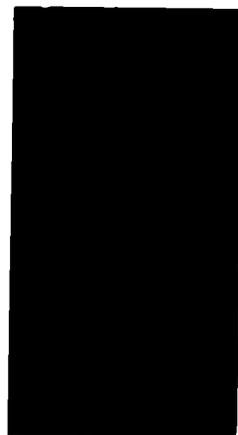


Fig. 5.7: Cronograma de la emisión de microondas.

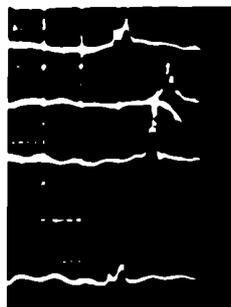
a) $L = 0,5$



$P = 0,2$

500 ns

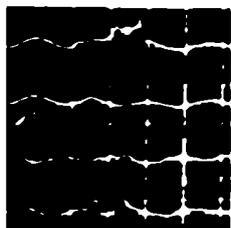
b) $L = 0,2$ m



$P = 0,4$ mW

100 ns

c) $L = 0,2$ m



$P = 1,0$

50 ns

Fig. 5.6: 3 μ s CW Co-pumped
 L = longitudinal Co
 P = output

V.1.4 Detección de Rayos X y γ con resolución temporal

Utilizando el detector por centelleo descrito en III.4.4 se registraron los Rayos X y γ generados en el equipo original, trabajando a 16 kV, con 0,4 Torr de Argón y 2.0 Torr de Deuterio. En la fig. 5.9 se ve una típica traza oscilográfica de una descarga en Argón; la fig. 5.10 muestra tres trazas obtenidas con descargas en Deuterio, con el detector colocado a diferentes distancias (1,5; 2,8 y 6 m). La radiación detectada en Argón no puede ser otra cosa que Rayos X, y sirve por tanto para establecer la cronología de su emisión.

Sobre un conjunto de unas 50 determinaciones los resultados son los siguientes. Aparecen dos pulsos distintos: el primero, se detecta esporádicamente, coincide temporalmente con el mínimo del pico del dI/dt , y desaparece al interponer entre el foco y el detector un espesor de plomo de pocos milímetros (3 a 5 mm); el segundo se detecta siempre, coincide temporalmente con el fin del pico de dI/dt , y es atenuado sensiblemente recién con espesores de plomo de 5 cm.

Estos resultados coinciden con los obtenidos por otros autores (37, 47, 68, 108) y se interpretan de la siguiente manera: el primer pico, llamado blando, está formado por Rayos X de pocos KeV que son emitidos fundamentalmente por electrones en equilibrio térmico. Esta radiación se incrementa notablemente por interacciones con el material de los electrodos; (en los equipos que tienen electrodos centrales macizos, este pulso tiene mucha amplitud, (109)).

El segundo pulso, llamado duro, está constituido por Rayos X con energías de hasta por lo menos 1 MeV, se emite cuando la columna ha llegado a su máxima compresión y evidencia la presencia de haces de electrones fuertemente acelerados.

Los Rayos X producidos en descargas en Deuterio tienen las mismas propiedades. En la fig. 5.10 se observan, además, pequeños picos que aparecen con posterioridad al pico de Rayos X duros, y que se retrasan en el tiempo al ser detectados a distancias crecientes.

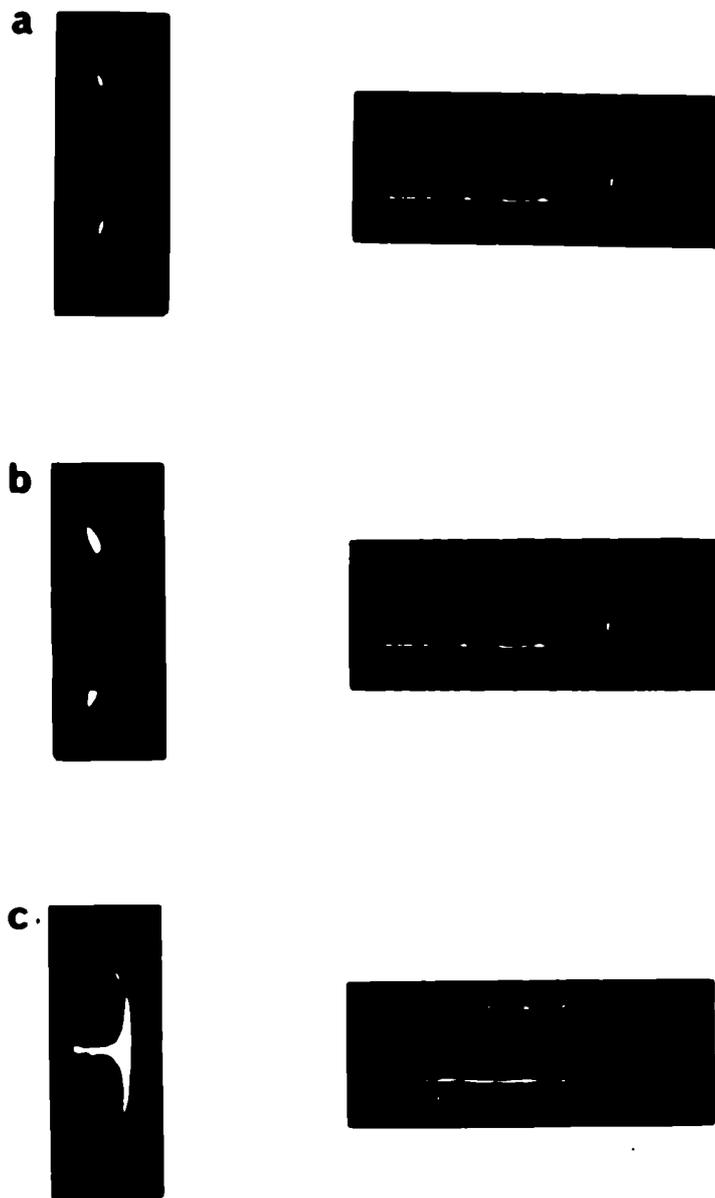


Fig. 5.9:

Gas: argón

Presión: 0,4 Torr

Tensión: 10 kV

1 - señal de dI/dt

2 - señal del detector: amplificación 1V/div

$D = 1,5 \text{ n}$

a) deuterio
D = 1,5 m



b) deuterio
D = 2,3 m



c) deuterio
D = 6 m

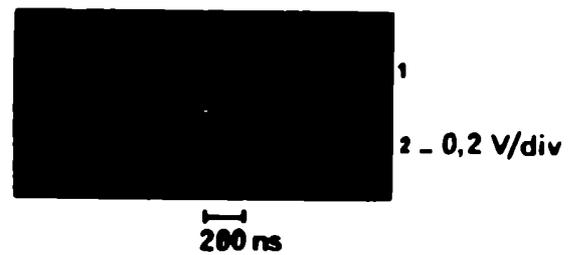


Fig. 5.10: 1 - señal de dI/dt
2 - señal del detector de control

Los retrasos respecto del inicio del pico de Rayos X duros son de 60, 120 y 260 nseg para distancias foco-detector de 1,5; 2,8 y 6 m respectivamente. Estos retrasos corresponden bien con los tiempos de vuelos de neutrones de 2,45 MeV de energía, producidos en coincidencia con los Rayos X duros, y en consecuencia evidencian la existencia de reacciones de fusión. En esta etapa del trabajo no se disponía todavía del detector por activación, y en consecuencia no se pudo hacer una medición directa del número total de neutrones emitidos. Sin embargo, es posible estimar este número como sigue.

Sobre un total de aproximadamente 50 descargas realizadas en Deuterio en las que se produjo foco (es decir, en aquellas en que se registraron al menos Rayos X), sólo un 50% mostraron picos correspondientes a neutrones, con el detector ubicado a 2.8 m. Por otra parte, el ancho y la altura de dichos picos permite afirmar que cada uno es producido por un único neutrón.

Suponiendo una eficiencia global para el detector de un 10% (valor típico de estos sistemas), esto implica que inciden sobre el mismo, en promedio, 5 neutrones por descarga. Notando que la fracción de ángulo sólido que subtiende el detector a esa distancia es 2×10^{-5} , se puede estimar el número total promedio de neutrones emitidos por descarga en $2,5 \times 10^5$. El número máximo puede acotarse en 10^6 , valores mayores que ese darían pulsos formados por varios neutrones, que son fácilmente diferenciables de los detectados.

Los resultados obtenidos con el equipo original pueden resumirse diciendo que, si bien, se puede afirmar la ocurrencia de focos, sus "intensidades" (por ej., el número de neutrones producidos) son tan pequeños que están prácticamente al límite de detección. En consecuencia, resulta imposible estudiar sus propiedades.

V.2 Mediciones realizadas en el equipo modificado

Con el equipo modificado se realizaron un conjunto de aproximadamente 400 disparos en Deuterio a 17 kV, variando la presión de llenado en forma sistemática entre 0,5 y 2,1 Torr. El número de neutrones emitidos fue medido con el detector de Ag activada descrito en III.4.5 y la corriente de descarga con la BR. En algunas de las descargas se registraron simultáneamente los pulsos de Rayos X y neutrones provistos por el detector de centelleo.

Los resultados son los siguientes:

V.2.1 Reproducibilidad.

La reproducibilidad en la formación del foco depende de la presión, y alcanza un valor de aproximadamente 55% para las presiones óptimas de focalización. La fig. 5.11 muestra la reproducibilidad (calculada como el número de disparos que dieron un número de cuentas del escalímetro significativamente superior al fondo dividido el número total de disparos) en función de la presión.

En varios de los disparos se sacaron fotografías frontales de la descarga con el propósito de correlacionar la mala reproducibilidad con asimetrías en el colapso de la lámina de corriente. El análisis de alrededor de 50 fotografías no ofrece ninguna correlación. También se notó una tendencia a subir la presión en el equipo luego de cada disparo, tanto más notable cuanto menor es la presión. Para comprobar si este efecto comporta impurificación del gas, se realizó una serie de 140 disparos, cambiando el gas cada cinco de ellos y midiendo la presión antes de cada disparo. Los resultados indican que la producción de neutrones depende de la presión en el momento de disparo, independientemente de su historia.

V.2.2 Producción de neutrones

Para una presión fija, el número de neutrones producidos fluctúa fuertemente de descarga en descarga. La fig. 5.12 muestra la distribución del número de neutrones producidos a $p=1,7$ Torr (92 disparos).

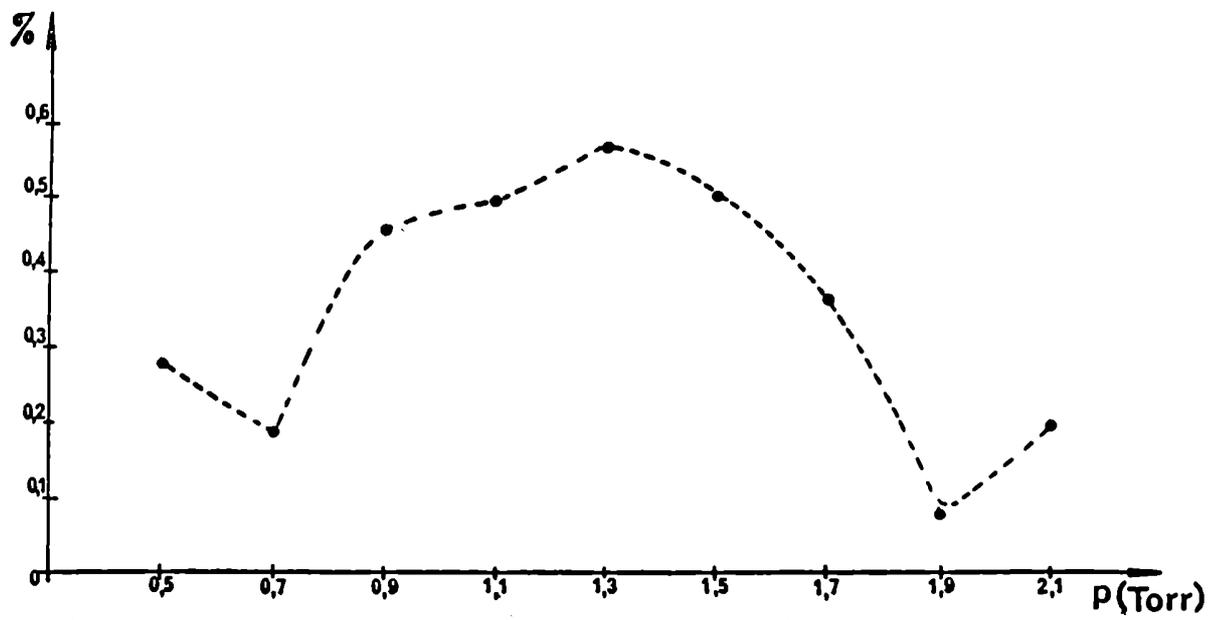


Fig. 5.11 : Reproducibilidad de operación del equipo modificado, en función de la presión.

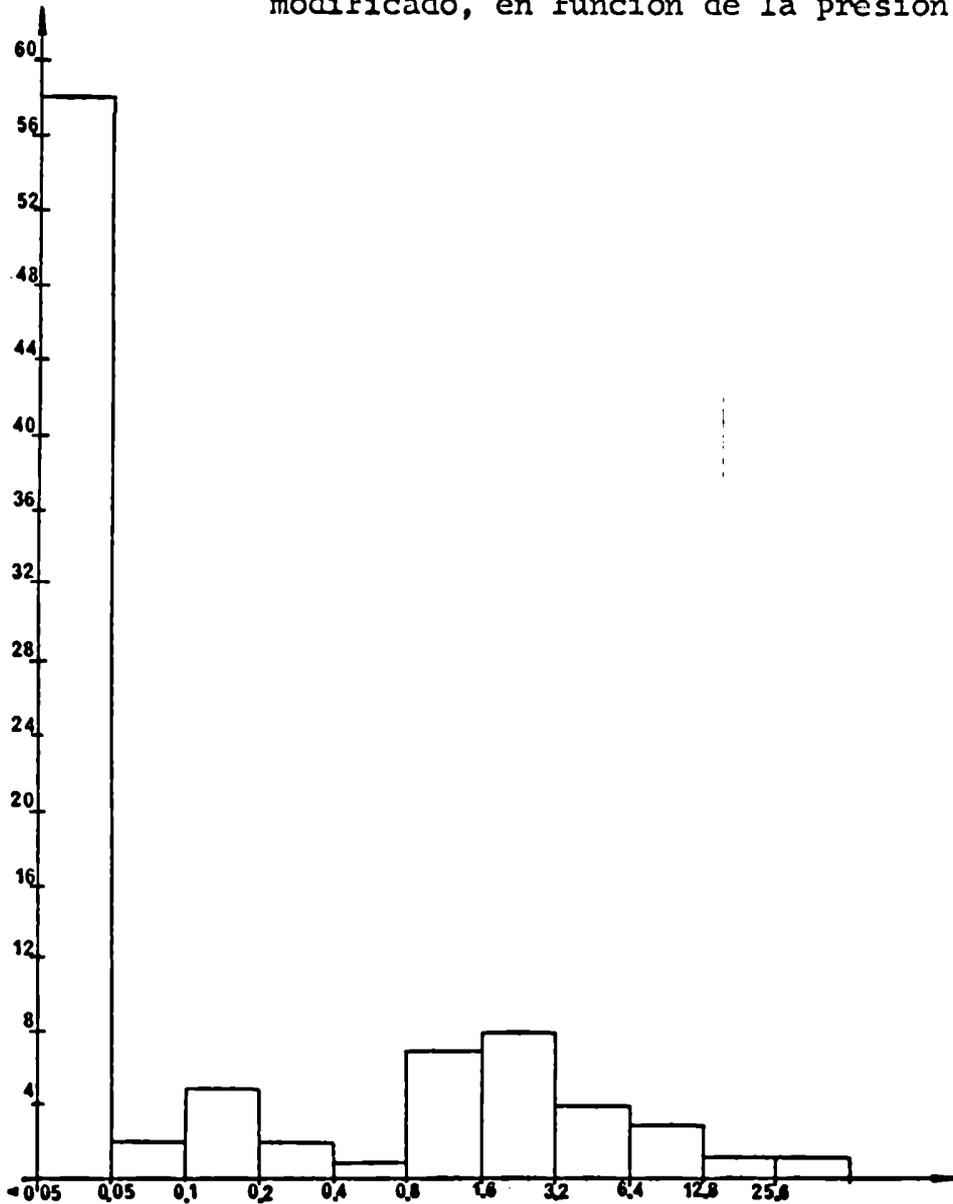


Fig. 5.12 : Distribución del número de neutrones producidos a $p = 1,7$ Torr.

Se han graficado las absisas siguiendo una progresión geométrica para comprimir un poco la escala. Los resultados a otras presiones son enteramente similares. Se ve que la dispersión es tan grande que serían necesarios una cantidad enorme de disparos para determinar el valor más probable del número de neutrones producido a cada presión. En consecuencia, se optó por calcular la media aritmética de N (\bar{N}) y graficarla en función de la presión. El resultado se ve en la fig. 5.13. Pese a la gran incerteza de cada punto, puede afirmarse que hay dos máximos, uno a 0,9 Torr y otro a 1,5 Torr. También se puede afirmar que el número medio de neutrones producido es de alrededor de 2×10^6 ; con un máximo de 3×10^7 neutrones. Esto representa un aumento respecto del equipo de mayor inductancia; el mismo resultado se desprende cualitativamente de las señales del detector por centelleo (fig. 5.14)

V.2.3 Derivada de la corriente de descarga

La derivada de la corriente de descarga, registrada en aproximadamente 100 disparos presenta varias características interesantes. La fig. 5.15 muestra \bar{t}_f , el valor medio del tiempo de ocurrencia del mínimo del pico de dI/dt en función de la presión. Se observa que a pesar de variar la presión en casi un factor 4, los valores de \bar{t}_f varían en sólo un 15%, lo que evidencia un bien definido rango de tiempos de focalización, que resulta sistemáticamente mayor que el tiempo al que la corriente de descarga es máxima. Conviene mencionar que en ningún caso se registró un pico de dI/dt anterior al máximo de la corriente.

La fig. 5.16 muestra $\bar{N}(t_f)$, el número medio de neutrones producidos en disparos cuyos focos ocurren al tiempo t_f (cualquiera sea la presión) en función de t_f . El comportamiento de la producción de neutrones resulta análogo al comportamiento de la amplitud del pico de dI/dt (ver fig. 5.3), confirmando la correlación entre ambos fenómenos.

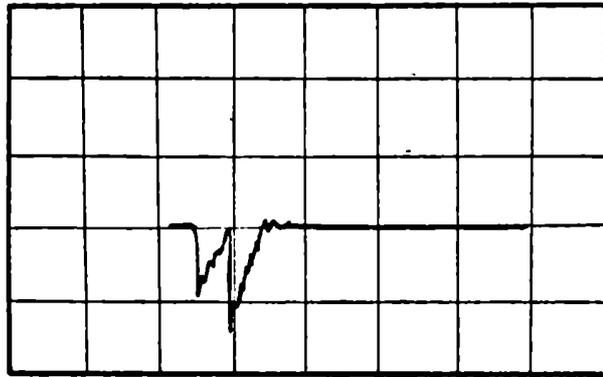


Fig. 5.14 : Oscilograma del detector de centelleo

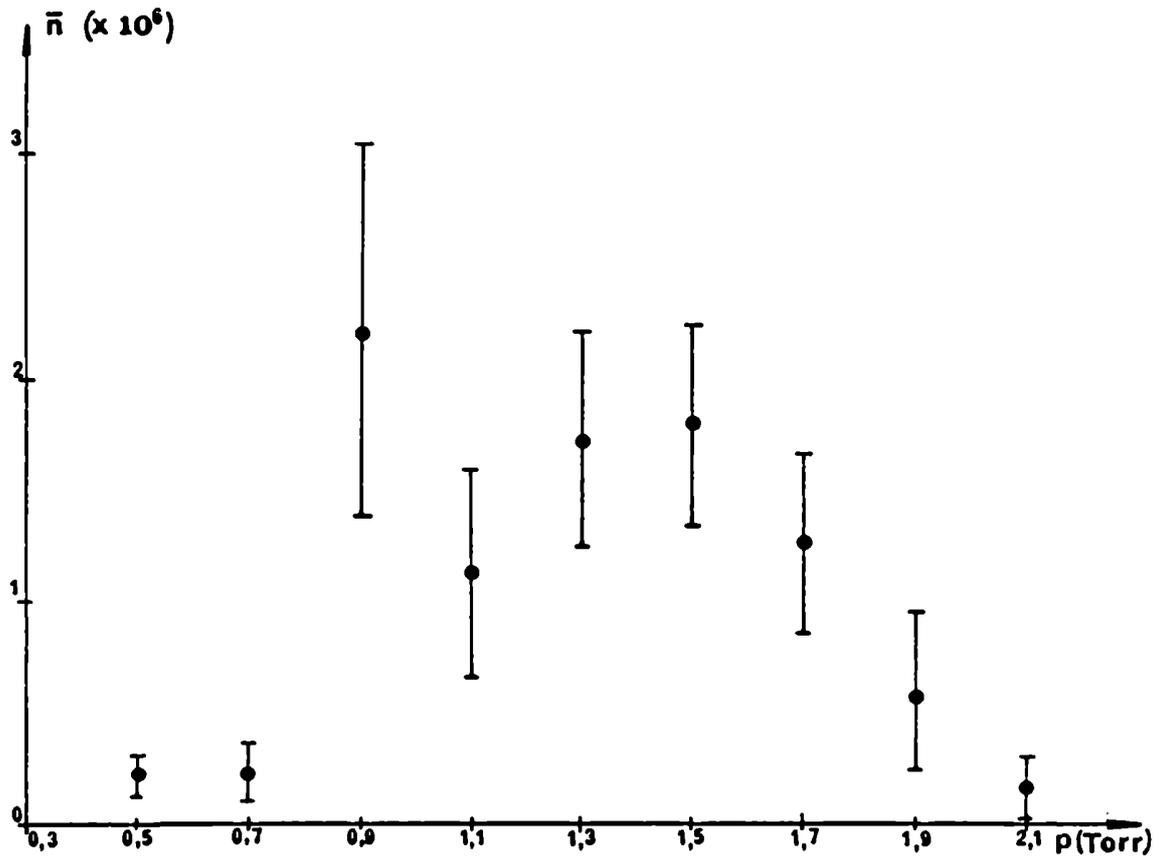


Fig. 5.13 : Número medio de neutrones en función de la presión.

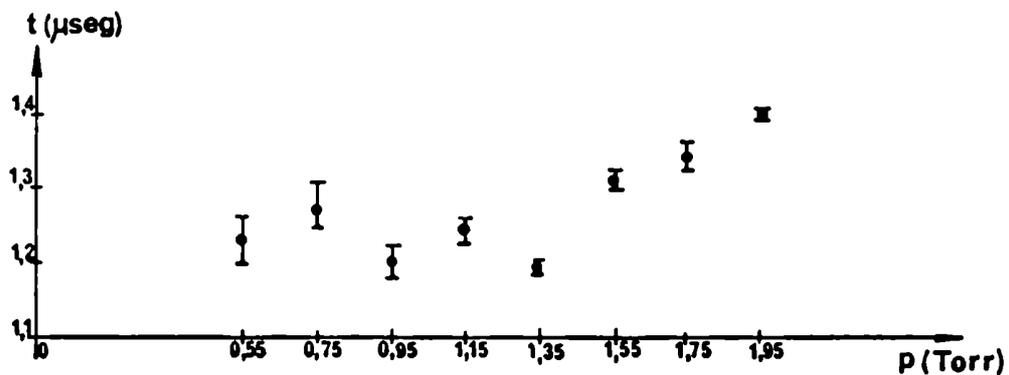


Fig. 5.15 : Tiempo medio de focalización en función de la presión.

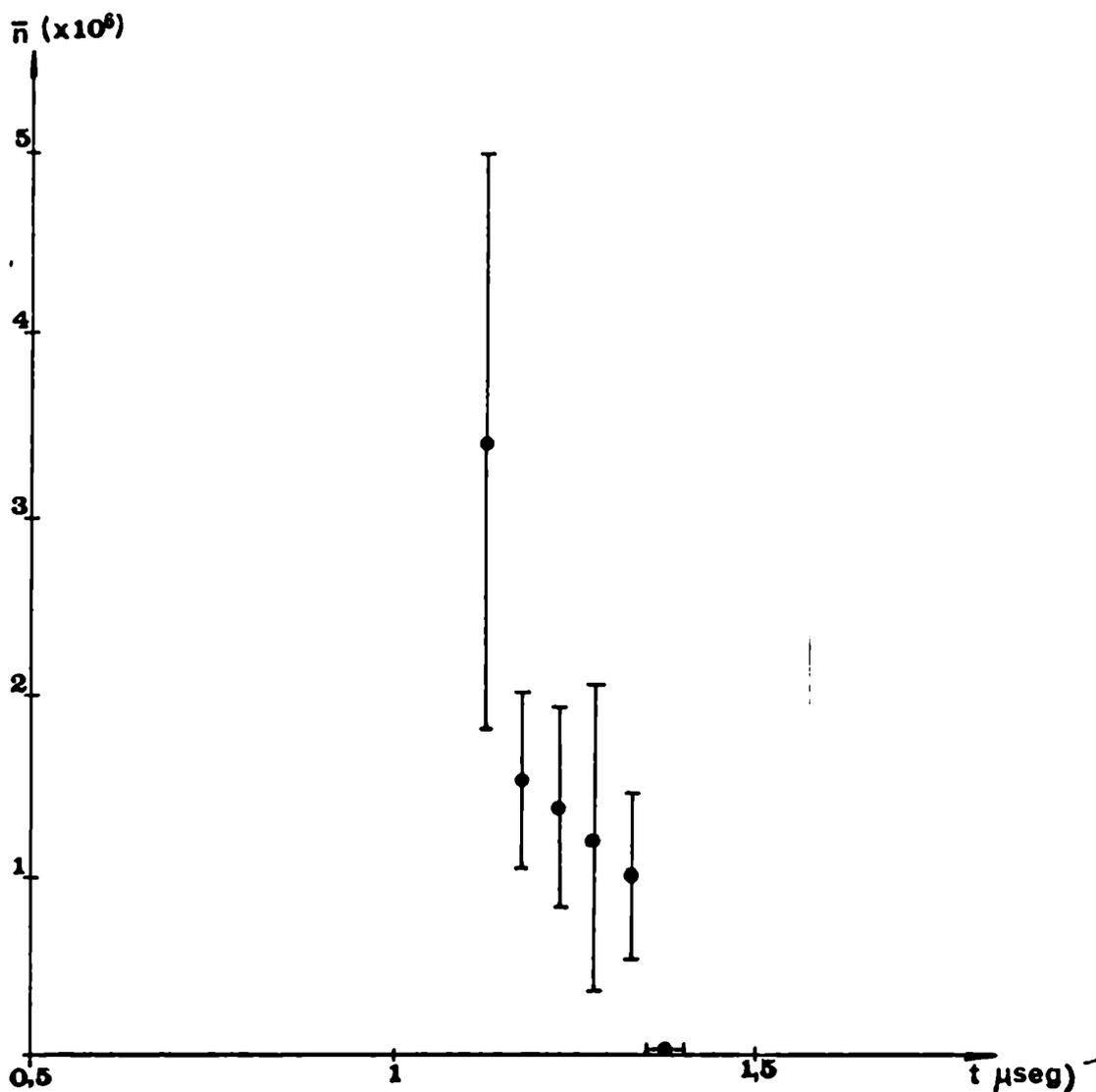


Fig. 5.16 : Número medio de neutrones en función del tiempo de focalización.

Una característica distintiva de los disparos con alta producción es que, superpuesto al pico habitual se observan otros dos, mucho más grandes (3 a 6 veces mayores) y de muy corta duración (inferior a 50 nseg); el primero de la misma polaridad que el habitual y el segundo con polaridad inversa (ver fig. 5.17). La presencia de este segundo pico sólo puede explicarse a través de una disminución de la inductancia de la descarga ($dL/dt < 0$) lo que a su vez supone una expansión de la columna de plasma.

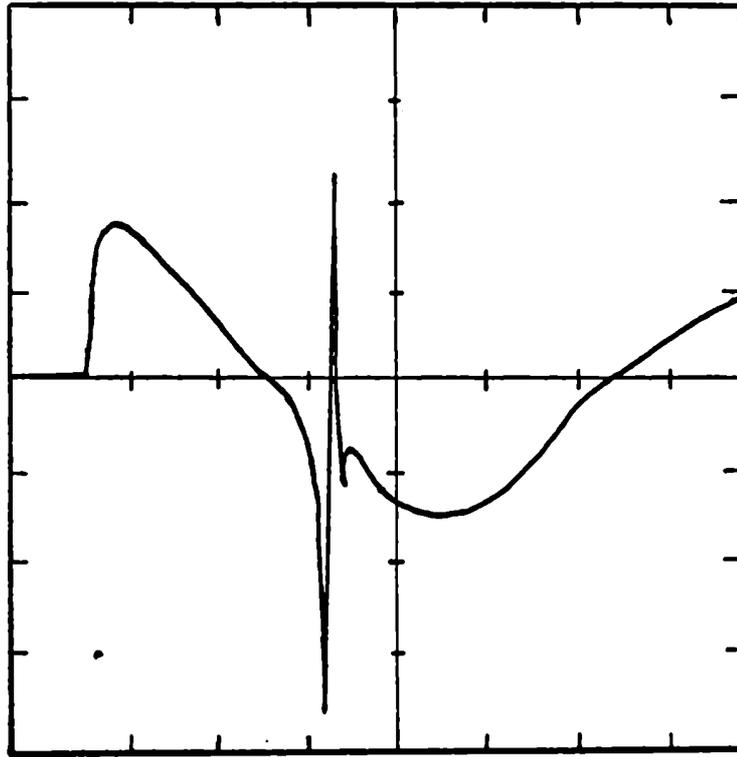


Fig.:5.17: dI/dt registrada en disparos con alta producción de neutrones.

C A P I T U L O VI

LEYES DE ESCALA

VI. Leyes de Escala

VI.1 Leyes de Escala en Fusión Nuclear Controlada

Se llama ley de escala en FNC a toda relación de origen empírico o teórico entre el número de reacciones de fusión producidas en un dado equipo y los parámetros del mismo. Estas leyes de escala son de enorme interés pues permiten, en caso de estar sólidamente fundadas, hacer extrapolaciones a equipos que funcionen como reactores de fusión, es decir, que liberen más energía que la suministrada y por tanto, permiten decidir si un dado equipo es o no un buen candidato a reactor. De ahí que todos los investigadores que trabajan en ésta área procuren encontrar o predecir leyes de escala.

Es conveniente aclarar además que las leyes de escala que se buscan establecer son de naturaleza sencilla (por ejemplo, ley de potencias), si bien, se puede afirmar de antemano que una ley de escala "sencilla" será una mera aproximación, válida sólo en un cierto rango del parámetro utilizado, puesto que la cantidad de reacciones de fusión que se producen en el plasma depende entre otras cosas, de la sección eficaz de fusión de los deuterones cuya dependencia con la velocidad relativa de los iones (o de la temperatura de los mismos, en caso de un plasma termalizado) es una función compleja. Pese a esto, se prefiere establecer leyes sencillas pues, al menos, éstas indican cuál es la dirección en que conviene realizar nuevos desarrollos experimentales.

Dentro del ámbito de los P.F. no existen leyes de escala sólidamente fundadas puesto que todavía no están claros los mecanismos que conducen al elevado número de reacciones de fusión que en ellos tienen lugar. Sin embargo, la experiencia acumulada ha dado origen a varias leyes empíricas. Una de ellas (4, 40, 76, 110, 111) vincula la energía $E_0 = CV_0^2/2$ acumulada inicialmente, con la cantidad de reacciones de fusión que ocurren en cada descarga, medida por el número promedio N de neutrones emitidos. La dependencia es de la forma:

$$N \sim E_0^\alpha ; 1,5 \leq \alpha \leq 2,5$$

Otras leyes relacionan a N con la corriente I_c en el momento del colapso (29, 93), o con la máxima amplitud I (4) o con la corriente sin especificar (43, 52, 53). La ley obtenida es también de potencias, del tipo:

$$N \sim I^\beta; 3,3 \leq \beta \leq 5$$

Ambos tipos de leyes pueden vincularse notando que, si se desprecian las resistencias óhmicas del circuito de descarga y la inductancia variable del cañón coaxial, la amplitud de la corriente de descarga resulta $I \sim V_0 / (L_0/C)^{1/2} \sim (E_0/L_0)^{1/2}$ y a $L = \text{cte.}$, el exponente β debería resultar igual a 2α . En este sentido, la ley de escala con la corriente comprende y mejora la ley con la energía, pues incorpora un nuevo parámetro, la inductancia externa L_0 .

Es interesante hacer notar aquí que, basándose en $N \sim I^5$, Zucker et. al. (4) afirman poder superar el "break-even" (energía liberada igual a energía entregada) con un equipo P.F. de 10 MJ, que debería liberar cerca de 20 MJ utilizando como combustible una mezcla de 50% D_2 y 50% de T_2 .

Desde el punto de vista teórico se ha intentado justificar estas leyes con argumentos de similaridad magnetohidrodinámicos (118, 112, 114) y con argumentos generales empleados para los z-pinch (44). Uno de los puntos débiles de estos cálculos es la ineludible necesidad de adoptar un modelo para la producción de neutrones y si bien se llegan a obtener relaciones similares a las experimentales, muchas de las suposiciones y/o conclusiones intermedias no tienen todavía soporte experimental.

La fig. 5.1 muestra N vs E_0 para un número considerable de experiencias realizadas en diversos laboratorios del mundo. Los correspondientes datos y referencias figuran en la Tabla 2. Por razones que luego se verán, se han tomado sólo equipos del tipo coaxial. Se observan situaciones de notable apartamiento como los puntos de Darmstadt (111), que se encuentran casi dos órdenes de magnitud por arriba del valor previsto, y los puntos de Culham (29), que dan distintos valores de N a $E_0 = \text{cte.}$ y a $L_0 = \text{cte.}$

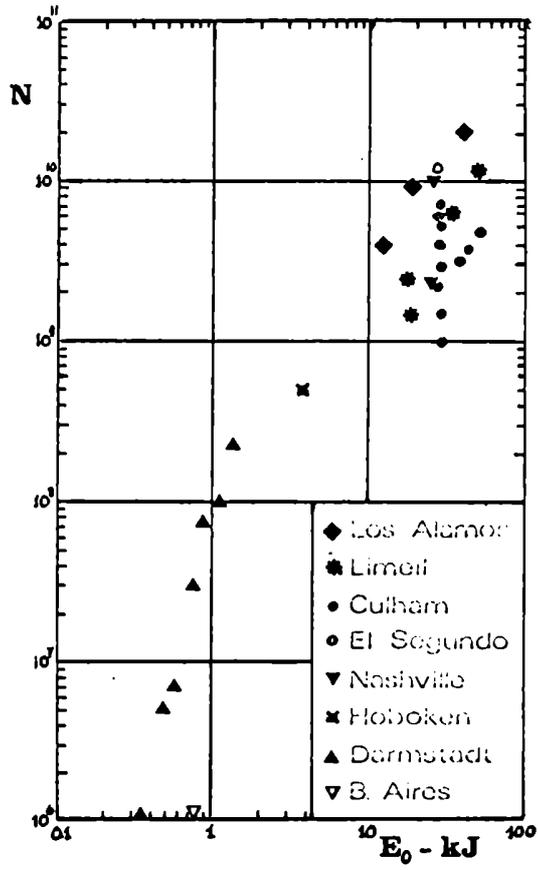


Fig. 6.1: Correlación entre el número de neutrones N y E_0 .

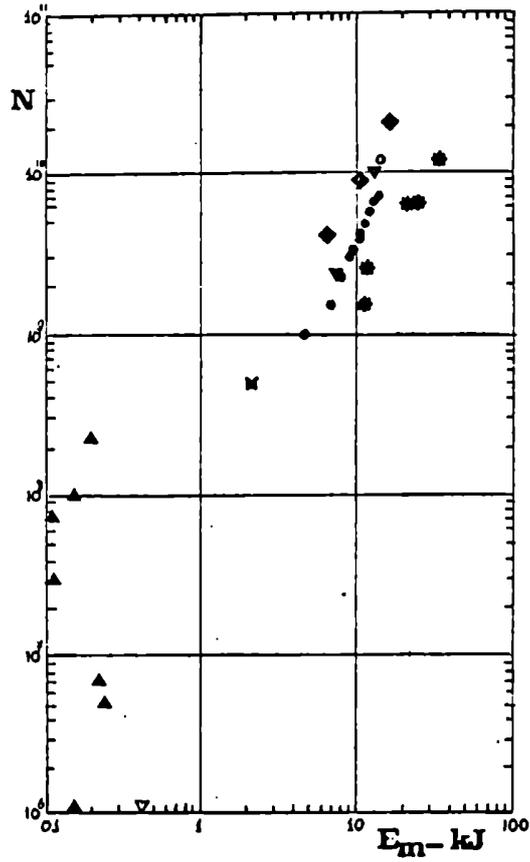


Fig. 6.2: Correlación entre el número de neutrones N y $E_m(x = 1)$

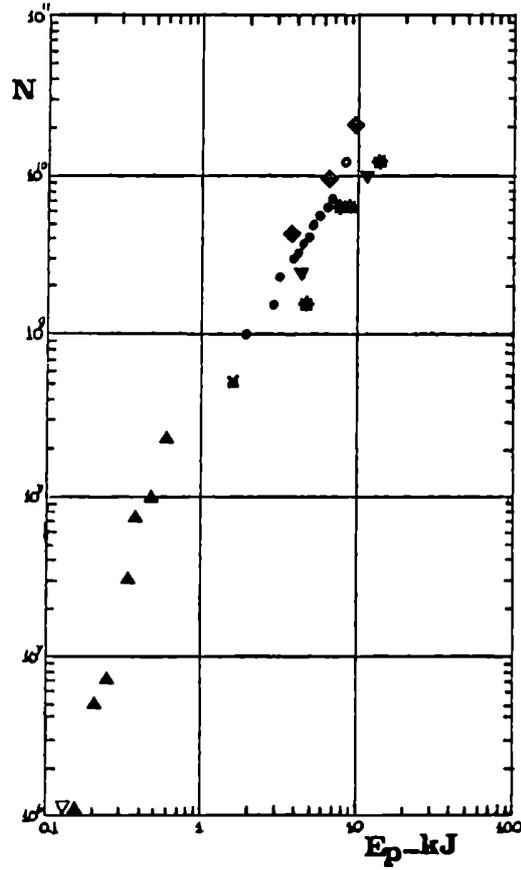


Fig. 6.3: Correlación entre el número de neutrones N y E_p .

Este resultado no es sorprendente si se tiene en cuenta que la energía que en cada equipo está realmente disponible para crear las condiciones en las que se producen las reacciones de fusión no es E_0 sino una fracción de ella, que dependerá del resto de los parámetros eléctricos y mecánicos (C , V_0 , L_0 , a , b , l y p). Si bien no se está en condiciones de evaluar esa fracción de energía, por no conocer adecuadamente los mecanismos que conducen a las reacciones de fusión, sí es posible, a través del modelo de barridora de nieve acoplado con el circuito eléctrico de descarga, evaluar las diversas formas de energía en que se reparte E_0 en tiempos anteriores (pero cercanos) al foco.

En consecuencia, se trató de encontrar relaciones entre el número de neutrones producidos y esas formas de energía. La distribución de energías en los distintos instantes de la descarga se calcula, para equipos del tipo coaxial, en el parágrafo A.II.3 del Apéndice II. Conviene resaltar aquí que cada descarga en un dado equipo está unívocamente determinada (dentro de la validez del modelo) por los parámetros A y B , y por tanto, calculando esos parámetros es posible conocer el reparto de energías en esa descarga. En la Tabla 2 figuran los correspondientes valores de A y B para todas las descargas representadas en la fig. 6.1. Debe mencionarse que en todos los casos se han adoptado en el cálculo de B una eficiencia de barrido $\eta = 0,3$ pues éste parámetro no aparece citado en las referencias. Para comprobar la influencia de esta hipótesis, se recalcularon todos los puntos utilizando $\eta = 0,45$ (valor citado por Rapp (110) y similar al de Mather (2)) y no se encuentran diferencias significativas en los resultados.

Las figs. 6.2 y 6.3 muestran el número de neutrones N obtenidos en los equipos que figuran en la Tabla 2, en función de $E_m(x=1) = \eta_m(x=1)E_0$ y $E_p(x=1) = \eta_p(x=1)E_0$ respectivamente. Puede verse que la correlación entre N y E_p es claramente mejor definida y resulta $N \sim E_p^2$.

Es conveniente mencionar que esta relación comprende a la ley de escala con E_0 , pues podemos escribirla como:

$$N \sim \eta_p^2 E_0^2$$

y si $\eta_p = \text{cte.}$ se obtiene la relación conocida. Además, dado que η_p aumenta con A , y $A \sim 1/L_0$, también se obtiene la dependencia prevista por la ley de escala con la corriente. En este sentido, la ley de escala hallada mejora las anteriores, en particular hace intervenir (a través de A y B) al resto de los parámetros del equipo.

Sin pretender extraer implicancias físicas de este resultado (que serán discutidas en las conclusiones), surge como consecuencia inmediata que el criterio para el diseño óptimo de un equipo P.F. coaxial es lograr que el trabajo electromecánico realizado sobre la lámina sea máximo (según el modelo plano desarrollado en este trabajo, esto implica elegir $B = 0,5$ y A grande). La fig. 6.4 muestra η_p vs A para $B = 0,5$. Dado el comportamiento asintótico, se ve que aumentar A por encima del valor 3 no produce aumentos significativos de η_p .

A título ilustrativo, conviene mostrar a qué energía almacenada en el banco de condensadores se logra la misma cantidad de energía liberada por fusión, suponiendo válida la ley obtenida, que se escribe:

$$N = 2 \times 10^8 E_p^2; (E_p \text{ en kJ})$$

para descargas en Deuterio. Se puede afirmar que si se emplea una mezcla al 50% de Deuterio y Tritio se logran 100 veces más neutrones por descarga (8, 38) y en ese caso la ley se escribe:

$$N = 2 \times 10^{10} E_p^2$$

Por otro lado, la energía liberada en cada fusión D-T es de aproximadamente 3×10^{15} kJ. En consecuencia, la igualdad de energías implica:

$$E_0^* = \frac{E_p^*}{\eta_p} = 3 \times 10^{-15} N$$

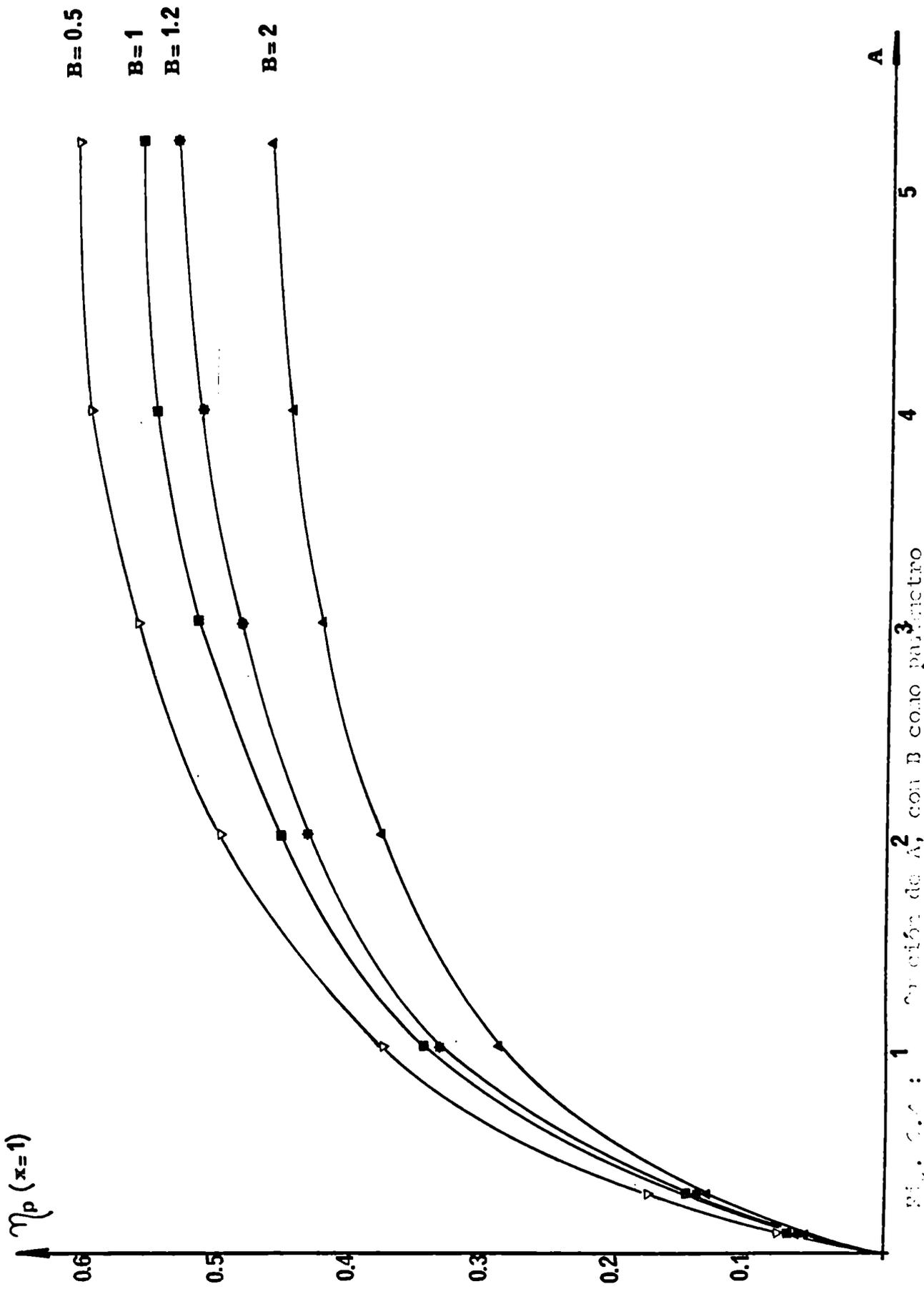


FIG. 2.4 : 1 $\eta_p(x=1)$ vs A , with B as parameter

A

5

4

3

2

1

0

TABLA II

LABORATORIO	A	B	E_0/kJ	N
Los Alamos (9)(10)	1,78	2,07-6,40	12-38	$(4-20) \times 10^9$
Limeil (11)	0,65-1,08	1,40-3,2	16,4-48	$(2,5-12) \times 10^9$
Culham (2)	1,21	6-90	27-51	$(1-7) \times 10^9$
El Segundo (12)	1,58	3,50	27,2	$1,2 \times 10^{10}$
Nashville (13)	2,30	1,39-13,9	25	$(2,4-10) \times 10^9$
Darmstadt (4)	0,95	0,3-0,65	0,34-1,36	$(1-230) \times 10^6$
Buenos Aires (5)	0,30	0,4	0,8	10^6
Hoboken (14)	2,26	0,9	3,8	5×10^8

y usando la ley de escala:

$$\frac{E_p^*}{\eta_p} = 6 \times 10^{-5} E_p^*$$

de donde:

$$E_p^* (\text{kJ}) = \frac{10^5}{6\eta_p}$$

Finalmente:

$$E_p^* = \frac{10^5}{6\eta_p^2}$$

Tomando para η_p el valor 0,6 (que corresponde a $B = 0,5$, $A = 3$), la energía necesaria para el "break-even" resulta de ~ 50 MJ, valor perfectamente alcanzable con la tecnología actual. Cabe mencionar que este valor puede disminuirse muy sensiblemente utilizando un equipo P.F. como núcleo de un reactor híbrido de fusión-fisión. Estos esquemas permiten multiplicar la energía liberada por fusión por factores de algunas decenas, con lo cual la energía requerida para lograr el break-even puede disminuirse a pocos MJ.

C A P I T U L O V I I

ANALISIS DE RESULTADOS Y CONCLUSIONES

VII. Análisis de resultados y conclusiones

La primera conclusión que puede extraerse de este trabajo es la validez del modelo BN para describir la dinámica de la lámina de corriente en su fase coaxial. El parámetro de "eficiencia de barrido" introducido para ajustar los resultados experimentales requiere una cierta aclaración. Existen en la literatura modelos BN con hipótesis sumamente variadas sobre ese punto; en particular, Patou (3) adopta en su modelo bi-dimensional $\eta = 1$ (incorporación de toda la masa barrida); Butler et. al. (15) y Gratton y Vargas (16), también en modelos bi-dimensionales, adoptan $\eta = 0$. El hecho que los resultados experimentales ajusten razonablemente bien las predicciones de todos los modelos, puede explicarse notando que el término inercial ($X\ddot{X}$) en la ecuación (5) del Apéndice II resulta en general pequeño comparado con el término de impulso (\dot{X}^2). Por este motivo, η puede interpretarse como un factor de corrección al impulso efectivo visto por la lámina en la dirección axial, debido a la curvatura. En consecuencia, los resultados experimentales presentados no permiten conocer a ciencia cierta si la lámina incorpora masa en su avance, ni, por tanto, cuál es su masa en cada instante del proceso.

Tanto en el equipo original como en el modificado, se encuentra un rango de presiones en el cual el foco ocurre en forma óptima y, en este sentido, se puede hablar de una condición de focalización. La fig. 7.1 muestra los tiempos de focalización \bar{t}_f en función de la presión y también t ($z = l$), los tiempos de llegada de la lámina de corriente al extremo de los electrodos, calculados con el modelo BN descrito en el párrafo A.II.3. La diferencia entre ambos es el tiempo que tarda la lámina en desbordar y colapsar sobre el eje; resulta evidente que este tiempo varía muy fuertemente y en consecuencia no es posible establecer los tiempos de focalización utilizando meramente las velocidades de avance de la lámina en la etapa coaxial. (Tal vez esto sea la causa de la dependencia de v_s con V_0 y ρ presentada por Mather ($v_s \sim V_0^{1/2} \rho^{-1/4}$) pues este autor obtiene v_s dividiendo la longitud l de los electrodos por el tiempo de focalización).

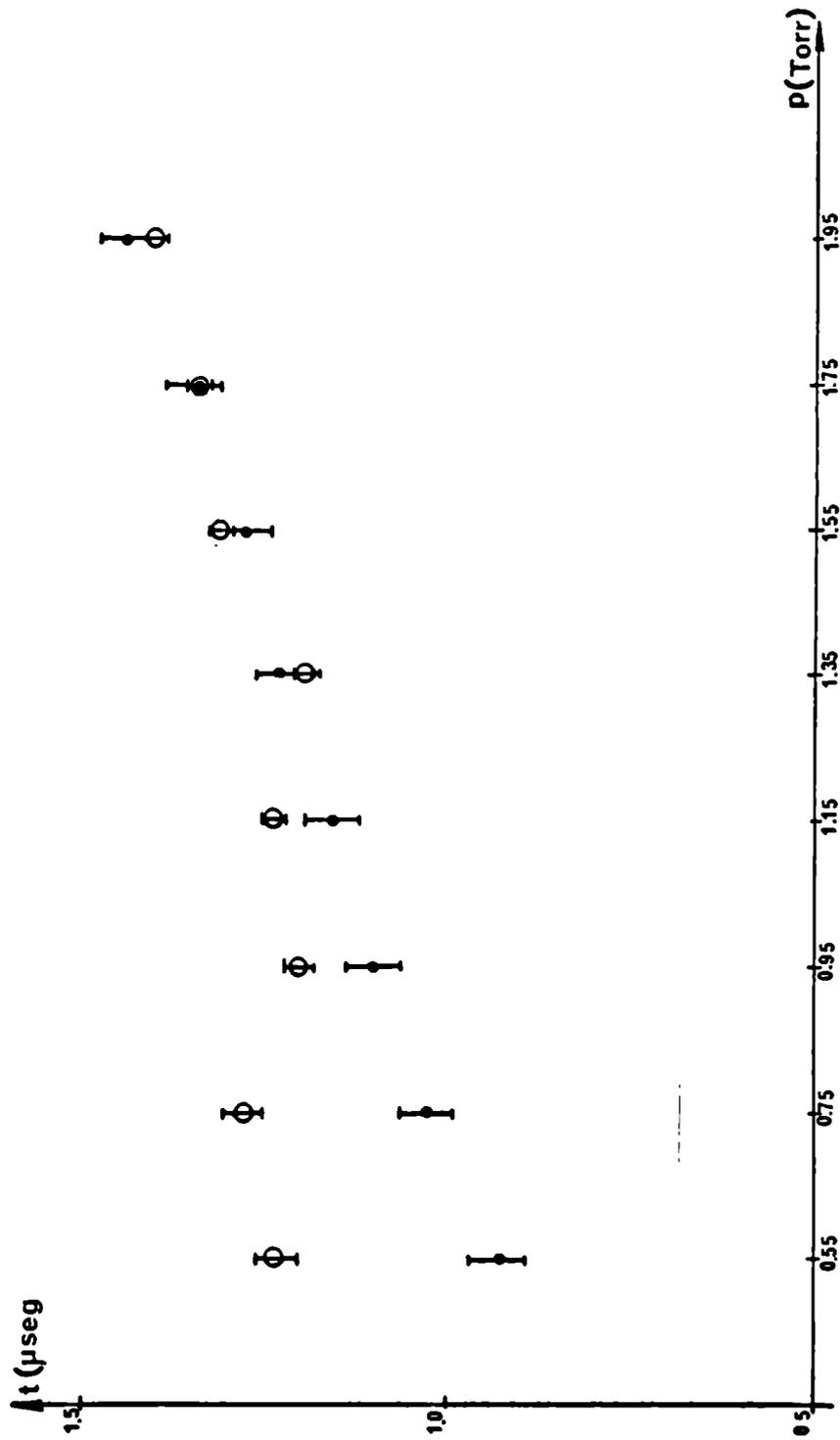


Fig. 7.1 : Comparación entre los tiempos medios de focalización y los tiempos de desborde previstos por el modelo B.N.
(O : tiempos experimentales; • : tiempos teóricos)

Por otra parte, el hecho que el foco se produzca sistemáticamente retrasado respecto al primer máximo de la corriente, junto con la pobre correlación existente entre la producción de neutrones y la energía magnética almacenada en el circuito autorizan a concluir que la amplitud de la corriente no puede ser causa principal de la ocurrencia del foco.

Queda por aclarar entonces, cuál es el motivo de fondo por el cual el foco se produce. No hay hasta el presente elementos suficientes para responder a esa pregunta, aunque, en opinión del autor, este trabajo aporta algunos indicios que sugieren que la ocurrencia del foco está ligada a la formación de estructuras en la lámina de corriente. Por un lado, la correlación hallada entre el número de neutrones producido y el trabajo electromecánico realizado sobre la lámina sugiere que la producción de reacciones de fusión está relacionada con la energía interna de la lámina, parte de la cual está contenida en las estructuras filamentosas mostradas en el Capítulo IV. Se ha mencionado ya que esas estructuras cambian con la presión, llegando incluso a desaparecer. Si el origen de la generación de reacciones de fusión estuviera vinculado a esas estructuras (como ha sido propuesto por Bostick), la condición de focalización se traduciría en la condición de óptima formación de los filamentos.

La presencia del pico en la señal dI/dt es cómodamente explicada en términos de variaciones de la inductancia de la descarga, sin necesidad de introducir resistencias anómalas en la columna del plasma, como ha sido sugerido por Bernard (93). El registro de cortos picos de dI/dt con polaridad inversa superpuestos al pico habitual en algunos disparos resulta coherente con las observaciones de ensanchamiento de la columna realizadas por Maisonnier et. al. (92) y con la rápida formación y posterior ruptura de angostamientos locales de la columna (neckings), como sugiere el modelo desarrollado por Wardi para explicar la presencia de los "puntos calientes" observados en Rayos X (Rodríguez Trelles, (118)). Los pulsos de microondas detectados resultan tener amplitudes al límite de lo registrable con el equipo disponible. La potencia emitida por el foco en la banda X puede estimarse en algunas decenas de miliwatts.

No existe ninguna explicación del origen de esta emisión; si bien puede descartarse que provengan de emisión térmica de los electrones, puesto que el plasma que forma el foco resulta opaco a esas frecuencias. En ese caso, la emisión debería provenir sólo de la superficie del foco, siguiendo la ley del cuerpo negro, y para justificar los valores de potencia detectados serían necesarias temperaturas de electrones en el foco superiores en varios órdenes de magnitud a las medidas habitualmente. En consecuencia, se puede afirmar que los pulsos de microondas se originan en procesos colectivos de partículas (por ejemplo, corrientes que se cierran dentro del plasma).

La dependencia hallada del número medio de neutrones en función de la presión, es también una evidencia de la condición de focalización. La presencia de dos máximos en lugar de uno sólo (Rapp (110), Gouylan et. al. (119) Appelt, (116)) puede tal vez ser explicada por haber realizado en este trabajo mediciones en intervalos de presión más pequeños. Con los elementos de juicio de que se dispone, no es posible aclarar adecuadamente porqué aparecen dos máximos, si bien la hipótesis más plausible indicaría la existencia de dos mecanismos distintos de producción de reacciones de fusión, cada uno de los cuales actúa predominantemente a distintas presiones. Esta hipótesis se podría comprobar (disponiendo de al menos otro detector por activación), estudiando la isotropía de la emisión de neutrones en ambos regímenes de presión.

Respecto a la ley de escala presentada en el Capítulo VI es conveniente aclarar algunos de sus limitaciones y posibles implicancias.

En primer lugar, apoya la ley hallada el hecho que la producción de neutrones es óptima para el rango de presiones que hacen grande el trabajo electromecánico (B aproximadamente 0,5), para ambos valores de la inductancia externa empleada y que el equipo que presenta el mayor número de neutrones respecto del cuadrado de la energía almacenada (el de Darmstadt) tenga también el óptimo de neutrones en ese rango.

Podría argumentarse, como contra ejemplo, que otros equipos obtienen la máxima producción de neutrones en rangos de presión bastante alejados de los que optimizan el trabajo electromecánico. La respuesta a esta objeción no puede darse en forma definitiva con los elementos a disposición. En opinión del autor el motivo de este desacuerdo debería buscarse en otras condiciones, impuestas por ejemplo por el requisito de formación de una "buena" lámina de corriente (no contemplados en el modelo) y, que, en determinadas situaciones pueden impedir alcanzar el rango de presiones óptimo. En particular, es obvio que la presión no puede ser inferior al valor para el cual el libre camino medio sea del orden de la distancia entre electrodos. Otra limitación en este sentido ha sido recientemente encontrada por F. Gratton y M. Vargas (comunicación privada), quienes muestran, con un modelo bidimensional de espesor finito, que existen requisitos sobre las distintas formas de energía interna de la lámina para que ésta sea estable. Los estudios en esta dirección se encuentran en una fase preliminar pero resultan altamente promisorios.

En segundo lugar, y como consecuencia de lo antedicho, se desprende que la obvia optimización de los P.F. que se deduce de la ley de escala con E_p según el modelo de BN plano expuesto ($B \approx 0,5$ y A lo mayor posible) debe ser manejada con cautela. Puede resultar contraproducente intentar aumentar A aumentando las dimensiones del cañón (por ejemplo su longitud l) puesto que para mantener B en su valor óptimo (a $E_0 = \text{cte.}$) es preciso modificar la presión, lo que puede llevar al equipo a operar en un régimen de mala formación de la lámina. En cambio, aumentar A disminuyendo L_0 no presenta ese inconveniente, y resulta siempre favorable.

En otro orden de ideas, y con referencia al aspecto tecnológico del trabajo cumplido, las tareas desarrolladas en el curso de esta Tesis han permitido acumular una amplia experiencia relativa al funcionamiento de los equipos P.F. y de muchas de las técnicas de diagnósticas necesarias para el análisis de su comportamiento.

Esta experiencia puede resumirse en la constatación de que la construcción y operación de equipos P.F. es perfectamente encarable con la tecnología, elementos y materiales disponibles en nuestro país. (El punto más crítico son los condensadores, que pueden ser fabricados por Leyden).

Esto vale también para equipos de mayores dimensiones y energías que las del utilizado en este trabajo (actualmente se está terminando el diseño de un P.F. de aproximadamente 30 kJ), por lo cual esta línea de investigación es susceptible de un amplio desarrollo futuro.

El presente trabajo deja abiertas un conjunto de líneas de investigación que permitirán mejorar la comprensión del funcionamiento de estos equipos. Las más importantes, a juicio del autor son:

- Estudiar la correlación entre el número de neutrones y el trabajo electromecánico realizado sobre la lámina hasta el instante de focalización, por medio de modelos bi-dimensionales como el de F. Gratton y M. Vargas.
- Estudiar el número de neutrones producidos en función de la inductancia externa L_0 .
- Determinar las propiedades de la emisión de microondas y su origen.
- Estudiar las condiciones de "buena" formación de la lámina de corriente.

La realización de estas tareas requiere introducir fuertes modificaciones en el equipo utilizado, por lo que caen fuera del alcance de este trabajo.

A P E N D I C E I

DETERMINACION DE LA INDUCTANCIA
PARASITA L_0 Y LA RESISTENCIA PARASITA

APENDICE I

A.I. Determinación de la inductancia parásita L_0 y la resistencia parásita.

A.I.1 Pruebas con el P.F. I

Se realizaron un conjunto de descargas en varios gases a distintas presiones, con una tensión $V = 15$ kV, registrándose en cada una la derivada de la corriente de descarga $I (t)$ provista por la Bobina de Rogowsky. Se encontró que, en el rango estudiado la corriente no varía ni con el gas ni con la presión. Las formas de onda registradas, inducen a adoptar como circuito equivalente un RL C amortiguado. En este caso, el período T resulta:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{L_0 C} - \frac{R^2}{4L_0^2}}}$$

y el decremento logarítmico δ (el logaritmo natural del cociente entre dos máximos sucesivos);

$$\delta = \frac{RT}{2L_0}$$

De estos valores se pueden obtener inmediatamente:

$$L_0 = \frac{T^2}{(4\pi^2 + \delta^2)C} \qquad R = \frac{2\delta T}{(4\pi^2 + \delta^2)C}$$

Para el equipo descrito en primer término, los valores medidos resultaron:

$$T = 4,0 \mu \text{ seg} \quad ; \quad \delta = 0,5$$

y tomando $C = 6 \mu F$, conducen a:

$$L_0 = 71 \text{ nHy} \quad ; \quad R = 1,7 \times 10^{-2} \Omega$$

Esta determinación adolece del defecto de ignorar que el circuito tiene una inductancia variable. El error introducido no es muy importante puesto que el valor máximo de la inductancia de los electrodos coaxiales es de 20 nHy, razonablemente menor que el obtenido. De cualquier modo, para asegurar el resultado se realizó una determinación de L_0 usando el hecho que en estos circuitos, aún con inductancia variable, se cumple que:

$$\frac{dI}{dt}(t=0) = \frac{V_0}{L_0}$$

Aprovechando que la señal registrada es la derivada de la corriente, $(dI/dt)(t=0)$ puede medirse y se obtiene:

$$L_0 = \frac{V_0}{(dI/dt)_0}$$

En este caso, $(dI/dt)_0 = 2,1 \times 10^{11}$ A/seg y $V_0 = 15$ kV lo que da:

$$L_0 = 70 \text{ nHy}$$

En cuanto al valor de resistencia hallado, este resulta ser un orden de magnitud superior a la estimación realizada en base a las dimensiones y resistividades de los conductores empleados. Esto puede explicarse notando que al contener el circuito una inductancia variable, la derivada temporal de la misma juega el papel de una resistencia para el circuito externo. En el presente caso, la derivada de la inductancia es:

$$\frac{dL_p}{dt} = \frac{\mu_0}{2\pi} \text{ en } \frac{b}{a} \frac{dz}{dt} = \frac{\mu_0}{2\pi} \text{ en } \frac{b}{a} V_z$$

donde V_z es la velocidad de avance de la lámina.

En el rango de presiones utilizado $V_z \approx \text{cte} \approx 10^7$ cm/seg lo que da:

$$\frac{dL_p}{dt} \approx 1,7 \times 10^{-2} \Omega$$

En consecuencia, se concluye que el amortiguamiento es debido principalmente a la variación temporal de la inductancia y que las resistencias óhmicas son despreciables en el circuito.

A.I.2 Pruebas con el P.F. I modificado

Las mediciones descritas anteriormente fueron repetidas con el equipo modificado, para $V_0 = 15$ kV. En este caso, para evitar el problema de la inductancia variable del coaxial, la medición se realizó cortocircuitando el extremo de los electrodos. De esta forma, la inductancia medida resulta ser la inductancia parásita L'_0 del equipo modificado más la inductancia total de los electrodos (20 nHy). Se obtuvo:

$$T' = 4,1 \quad ; \quad \delta' = 0,3$$

y ahora

resulta ser $L'_0 = 50$ nHy.

A P E N D I C E I I

MODELO DE BARREDORA DE NIEVE

APENDICE II

A.II. Modelo de Barridora de Nieve

A.II.1 Descripción General

El modelo más simple que puede usarse para evaluar la cinemática de la lámina de corriente en la etapa coaxial, es el modelo de barredora de nieve unidimensional, propuesto por Rosenbluth (137) para estudiar la evolución de los Z-pinch. Las hipótesis del modelo son las siguientes:

- a) La lámina de corriente es plana, en forma de disco.
- b) La lámina "barre" al gas que encuentra en su camino, ionizándolo e incorporándolo a su estructura.
- c) Todo el fenómeno tiene simetría azimutal

La hipótesis a) permite afirmar que la densidad de corriente en la lámina tendrá sólo componentes radiales

$$j = j \cdot \hat{r}$$

y la simetría de la hipótesis c) permite afirmar que

$$j = j(r, z)$$

Obviamente, la corriente total resulta

$$I = 2\pi r \int_{z_0}^{z_0 + \Delta} j(r, z') dz'$$

Δ es el espesor de la lámina de corriente.

Se ve que la dependencia radial de la densidad de corriente debe ser inversamente proporcional al radio:

$$j(r, z') = \frac{f(z')}{2\pi r}$$

y $f(z')$ verifica:

$$I = \int_{z_0}^{z_0 + \Delta} j(z') dz'$$

De la simetría cilíndrica, se puede afirmar que el campo magnético generado por la corriente de descarga tendrá sólo componente azimutal B_φ , y valdrá:

$$B_\varphi = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

En consecuencia, la fuerza que actúa sobre la lámina será:

$$\vec{F} = \int_a^b \int_{z_0}^{z_0 + \Delta} \vec{j} \times \vec{B} dz' 2\pi r dr$$

$$= \int_a^b 2\pi r dr \int_{z_0}^{z_0 + \Delta} \frac{f(z')}{2\pi r} \frac{\mu_0 I(z)}{2\pi r} dz' \hat{\varphi}$$

en donde se ha puesto explícitamente de manifiesto la dependencia con z de la corriente total dentro de la lámina. $I(z')$ puede expresarse como

$$I(z') = I - \int_{z_0}^{z'} f(x) dx$$

para $z' < z_0$, $I(z') = I$, para $z' \gg z_0 + \Delta$, $I(z') = 0$, y para valores intermedios, $I(z')$ depende de la distribución axial de corriente. Sin embargo, la fuerza puede ser evaluada sin necesidad de conocer explícitamente $f(z')$,

en efecto, su módulo es:

$$F = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \ln \frac{b}{a} \int_{z_0}^{z_0+\Delta} f(z') \left[1 - \int_{z_0}^{z'} f(x) dx \right] dz'$$

La integral se evalúa rápidamente notando que

$$\int_{z_0}^{z'} f(x) dx = F(z') - F(z_0)$$

donde $F(z')$ es la primitiva de $f(z')$ y $F(z_0) = 0$.
En consecuencia,

$$\begin{aligned} \int_{z_0}^{z_0+\Delta} f(z') (1 - F(z')) dz' &= l^2 - \int_{z_0}^{z_0+\Delta} f(z') F(z') dz \\ &= l^2 - \int_{z_0}^{z_0+\Delta} F dF \\ &= l^2 - \frac{l^2}{2} = \frac{l^2}{2} \end{aligned}$$

con lo que la fuerza total resulta

$$\vec{F} = \frac{\mu_0}{4\pi} \ln \frac{b}{a} \cdot l^2 \hat{z}$$

independientemente de como se distribuye la densidad de corriente en la lámina.

A.II.2 Modelo Simplificado

La ecuación de movimiento de la lámina se escribe como:

$$\frac{d}{dt} \left(m \frac{dz}{dt} \right) = \frac{\mu_0}{4\pi} I^2(t) \ln \frac{b}{a}$$

y, usando la hipótesis b), la masa de la lámina resulta:

$$m = \pi (b^2 - a^2) \eta \rho z$$

donde se ha introducido el coeficiente η de eficiencia de barrido. Llamando $\mathcal{M} = \pi (b^2 - a^2) \eta \rho$,

$$K = \frac{\mu_0}{4\pi} \ln \frac{b}{a} \quad \text{la ecuación de movimiento queda:}$$

$$\frac{d}{dt} \left(z \frac{dz}{dt} \right) = \frac{K}{\mathcal{M}} I^2(t) \quad (1)$$

La corriente $I(t)$ se obtiene de la ley de Kirchoff del circuito equivalente de la descarga:

$$\frac{1}{C} \int I dt + \frac{dL_p}{dt} I + (L_0 + L_p) \frac{dI}{dt} = 0 \quad (2)$$

en donde se han despreciado las resistencias óhmicas del circuito y:

$$L_p = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{b}{a} z(t)$$

es la inductancia variable de los electrodos coaxiales. En el presente caso como:

$$L_0 = 68 \text{ nHy} > L_{p \text{ max}} = 20 \text{ nHy};$$

$$\frac{dL_p}{dt} = 2 \times 10^{-7} \quad 2 \approx 10^{-2} \Omega < \sqrt{L_0 C} \approx 10^{-1} \Omega$$

la corriente resultará una sinusoida poco amortiguada y para el primer medio período podremos adoptar:

$$I(t) = I_0 \text{ sen } (\omega t)$$

con $I_0 = V_0 / (L_0/C)^{1/2}$, $\omega = (L_0C)^{1/2}$
utilizando esta relación en (1) se obtiene:

$$z(t) = \left(\frac{K}{2m} \right)^{1/2} I_0 t F(t); F(t) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\text{sen } \omega t}{\omega t} \right)^{1/2}$$

y

$$v = \frac{dz}{dt} = \left(\frac{K}{2m} \right)^{1/2} I_0 G(t); G(t) = \frac{1 - \frac{\text{sen } 2\omega t}{2\omega t}}{\left[2 - \frac{2 \text{ sen } \omega t}{\omega t} \right]^{1/2}}$$

Es conveniente expresar $z(t)$ de forma que se lo pueda graficar independientemente del tipo de gas empleado. Para esto, notando que la densidad ρ es:

$$\rho = \frac{P M}{R T}$$

P y M son la presión y el peso molecular del gas, R la constante universal de los gases y T es la temperatura ($\sim 295K$), z toma la forma:

$$z(t) = \text{cte.} \frac{t F(t)}{(PM)}$$

y la constante depende de cada gas sólo a través de su eficiencia η de barrido.

A.II.3 Modelo generalizado

En el caso más general, no es posible aproximar la corriente de descarga a una senoide y para determinar la cinemática de la lámina es preciso resolver en forma simultánea las ecuaciones (1) y (2). Reescribiéndolas en forma un poco diferente quedan como:

$$\dot{z}^2 + z\ddot{z} = \frac{1}{2} \frac{K}{m_l} \dot{q}^2 \quad (3)$$

$$\frac{q}{c} + (L_0 + Kz)\dot{q} + Kz\dot{q} = 0 \quad (4)$$

donde $q(t)$ es la carga que fluye en el circuito y se ha utilizado el hecho que $L_p = Kz$.

Para presentar las ecuaciones en forma más compacta y apta para el cálculo e interpretación, se definen las siguientes variables adimensionales:

$$Q = \frac{q}{cV_0} \quad ; \quad T = \frac{t}{\frac{\pi}{2}\sqrt{L_0C}} \quad ; \quad X = \frac{z}{l}$$

Se ha adoptado como tiempo de adimensionalización al cuarto de período de la corriente de corto circuito, es decir, el tiempo en el cual la corriente de descarga pasaría por su primer máximo si fuera $L_p = 0$. Reemplazando en (3) y (4), las ecuaciones toman la forma:

$$\left. \begin{aligned} Q + \frac{4}{\pi^2} A \dot{X} \dot{Q} + \frac{4}{\pi^2} (1 + AX) \ddot{Q} &= 0 \\ \dot{X}^2 + X\ddot{X} &= B\dot{Q}^2 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

donde,

$$A = \frac{Kl}{L_0} = \frac{L_{pmax}}{L_0} \quad ; \quad B = \frac{K}{2\pi\eta} \left(\frac{V_0 C}{l} \right)^2$$

con las condiciones iniciales:

$$Q(0) = 1 \quad ; \quad \dot{Q}(0) = 0 \quad ; \quad X(0) = 0 \quad ; \quad \dot{X}(0) = 0$$

Es importante notar que todos los parámetros eléctricos y geométricos del equipo están incorporados en las constantes A y B. A es el cociente entre la inductancia de los electrodos coaxiales y la inductancia del circuito externo (condensadores, línea de transmisión, etc.). Valores de $A \gg 1$ implican que la parte variable de la inductancia juega un papel relevante, en cambio para valores de $A \ll 1$ el circuito exhibe el usual comportamiento sinusoidal ($L \simeq L_0 = \text{cte.}$). El parámetro B puede interpretarse observando (ecuación 1) que $\frac{K}{2\pi\eta} \dot{q}^2$ representa una velocidad al cuadrado. Eligiendo un valor característico de corriente (por ejemplo, el valor medio de la corriente de cortocircuito: $\frac{2}{\pi} V_0 \sqrt{C/L_0}$) podemos entonces formar una velocidad característica de avance de la lámina, v_0 . Si comparamos el tiempo que emplea una lámina con esa velocidad para recorrer el cañón con un tiempo característico de la corriente (por ej. el cuarto de período en cortocircuito) se obtiene:

$$\frac{\text{tiempo característico de } \dot{q}}{\text{tiempo de llegada a } X=1} \sim \frac{(\pi/2)\sqrt{L_0 C}}{l/v_0} = \sqrt{B}$$

En consecuencia, valores de B pequeños implican láminas lentas y viceversa.

De la ley de Kirchoff se puede obtener una ecuación para la energía. Multiplicando la ecuación (4) por $\dot{q}dt$ e integrando entre 0 y t resulta:

$$E_0 = \frac{1}{2} CV_0^2 = \frac{q^2}{2C} + \frac{1}{2} L_0 \dot{q}^2 + \frac{1}{2} L_p \dot{q}^2 + \frac{1}{2} \int_0^t L_p \dot{q}^2 dt = E_C + E_{L_0} + E_L + E_p$$

que dice que la energía almacenada originalmente en los condensadores (E_0) se reparte, en el instante t entre E_C , la energía remanente en el banco, E_{L_0} y E_L , las energías magnéticas almacenadas en las inductancias externa e interna, y $E_p = \int \vec{F} \cdot d\vec{z}$ el trabajo electromecánico realizado sobre la lámina. En términos de las variables adimensionales, la ecuación anterior de energía, se escribe:

$$1 = Q^2 + \frac{4}{\pi^2} \dot{Q}^2 + AX\dot{Q}^2 + \frac{4}{\pi^2} A \int_0^T \dot{X} \dot{Q}^2 dT = \eta_C + \eta_{L_0} + \eta_L + \eta_p$$

donde las η representan las fracciones de la energía total.

El sistema de ecuaciones (5) fue resuelto numéricamente para varios valores de los parámetros A y B, elegidos en forma tal de cubrir los valores correspondientes a los diversos equipos P.F. de los que se dispone de los datos necesarios ($0,1 \ll A \ll 2$; $0,1 \ll B \ll 90$). En todos los casos, el cálculo fue interrumpido cuando $X > 1$ pues a partir de este valor, $z > l$ y el modelo adoptado pierde validez.

La fig. A.1 muestra la corriente \dot{Q} en función del tiempo para varios valores de A y B. Su comportamiento puede comprenderse como sigue. Disminuir A implica disminuir la "carga" del circuito y en consecuencia, la corriente aumenta. Disminuir B implica láminas más lentas y, para un dado tiempo, valores menores de X y \dot{X} . En consecuencia, para ese tiempo los términos inductivo y "resistivo" son menores, y la corriente mayor.

La fig. A.2 muestra \dot{Q} en función de X, para $A = 1,2$ y varios valores de B. Para $B \approx 0,2$, $\dot{Q} = 0$ en $X = 1$. Este resultado es independiente de A, y significa que la lámina llega al extremo de los electrodos en coincidencia con el primer cero de la corriente.

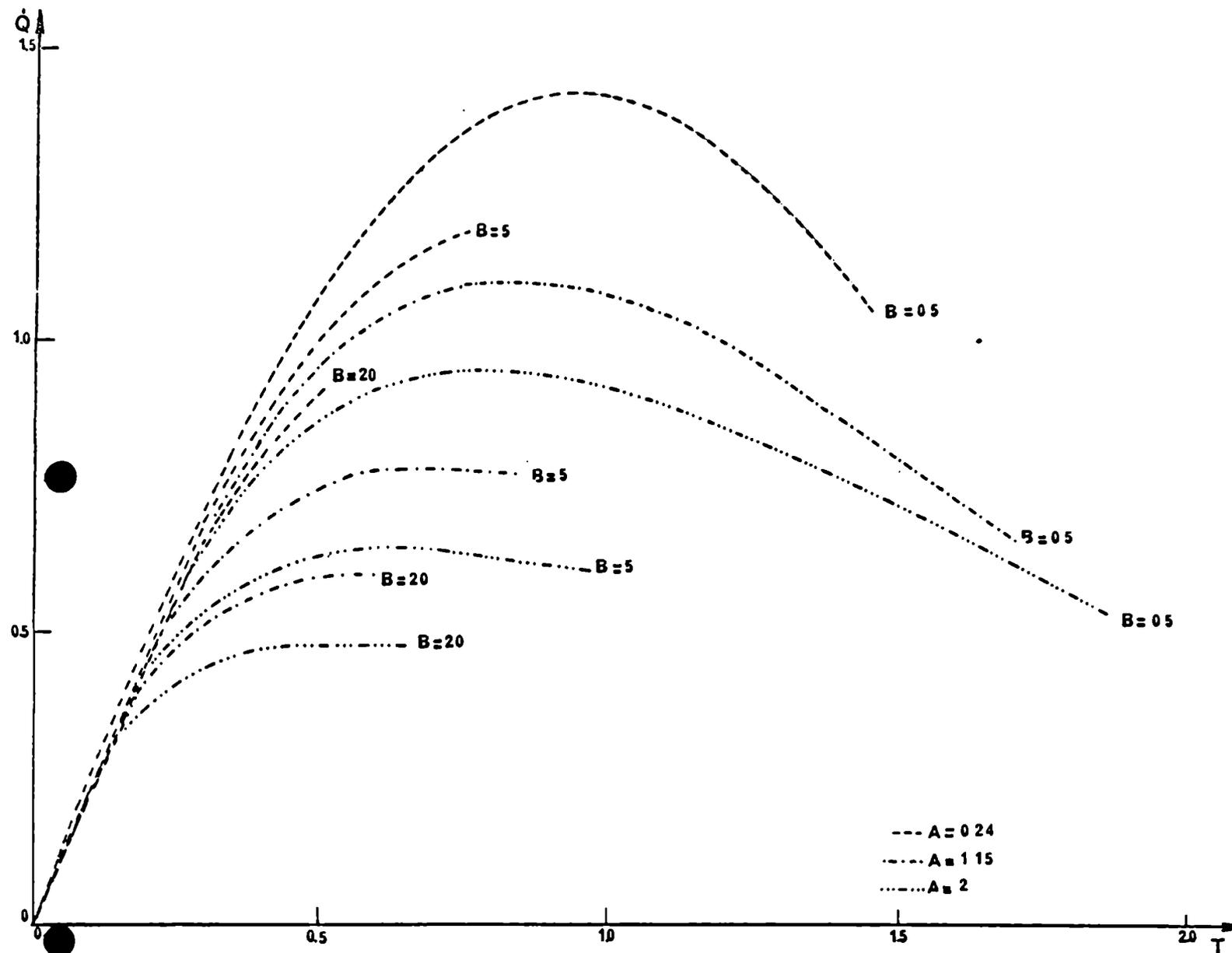


Fig. A.1 : Corriente en función del tiempo, para varios valores de A y B.
 Las curvas se interrumpen para los valores de T a los cuales $x = 1$.

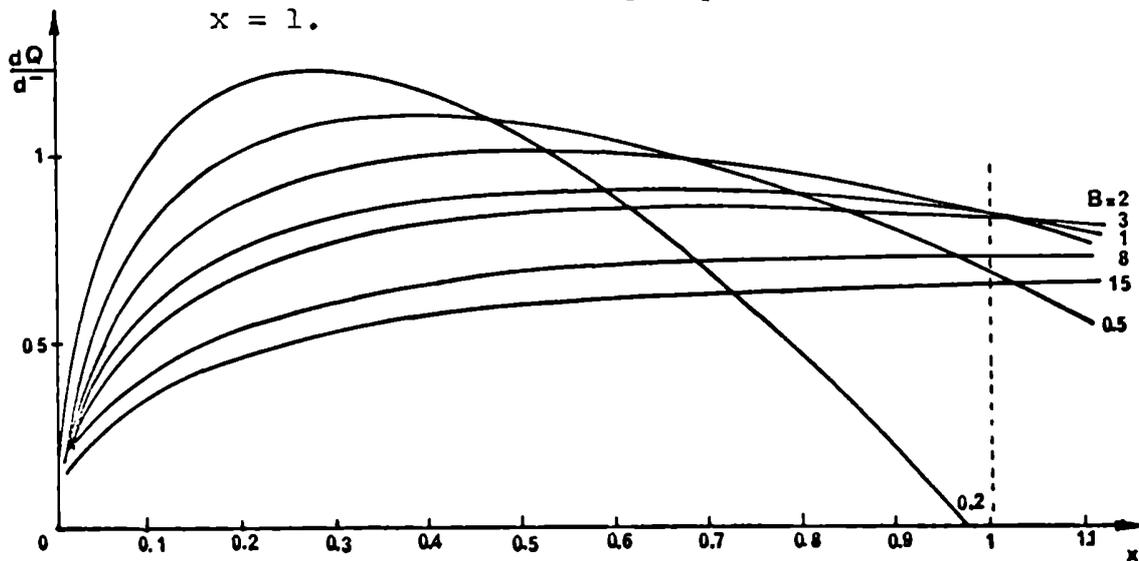


Fig. A.2 : Q vs x, para A = 1, 2 y varios valores de B.

Valores de B inferiores carecen de interés físico porque la lámina se desvanece cuando la corriente se anula. Se ve que el valor más alto de la corriente en $X = 1$ se obtiene para B entre 1 y 2, correspondientemente a curvas $\dot{Q}(X)$ que tienen el máximo ubicado en $X \approx 0,6$ y no en $X = 1$ (lo cual requeriría $B \approx 10$). Este comportamiento es debido a la variación de la inductancia durante el desplazamiento de la lámina. Si se hace tender A a cero (por simplicidad de la figura se ha representado una familia de curvas $\dot{Q}(X)$ para un solo valor de A), el más alto valor de la corriente en $X = 1$ continúa obteniéndose para B comprendido entre 1 y 2, pero las correspondientes curvas $\dot{Q}(X)$ tienen ahora su máximo en $X = 1$.

A continuación se presentan los resultados del cálculo de las diversas fracciones en las que se reparte E_0 , evaluadas en el instante T en el cual la lámina llega a $X = 1$ (el momento más cercano al colapso radial que permite el modelo adoptado). De antemano descartaremos a η_c puesto que la energía remanente en el banco de condensadores no estará disponible para las reacciones de fusión. Además, supondremos que las energías almacenadas en la inductancia externa e interna están disponibles en la misma forma y por tanto las agruparemos en un único término $\eta_M = \eta_o + \eta_i$. Es conveniente mencionar que, debido a la naturaleza inelástica del modelo de la barredora de nieve, la fracción de energía η_p se manifiesta no sólo en energía cinética, sino también en alguna especie de energía interna de la lámina.

La fig. A.3 muestra $\eta_M(x=1)$ vs B, con A como parámetro. El cero correspondiente a $B \approx 0,2$ es debido al cero de \dot{Q} mencionado anteriormente. Puede verse que todas las curvas presentan un máximo para $B \approx 1,5$; la interpretación de este resultado se encuentra en el comentario hecho a la fig. A.2.

La línea de trazos une los pares de valores de A y B para los cuales la lámina llega al extremo de los electrodos, en coincidencia con el máximo de la corriente.

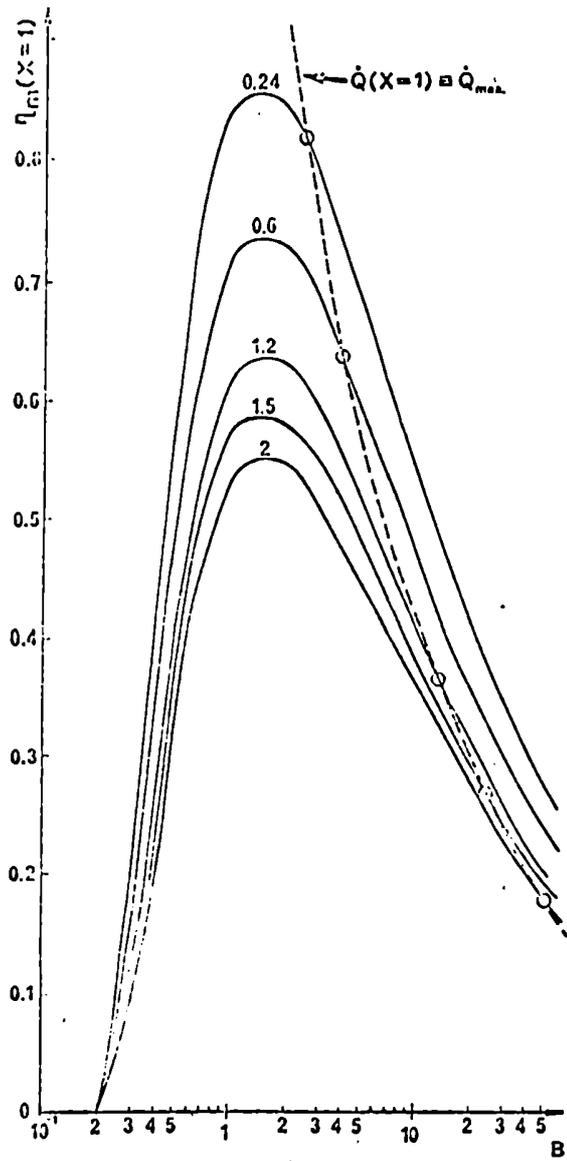


Fig. A.3: $\eta_m(x = 1)$ como función de B , con A como parámetro.

Obsérvese que esta condición, habitualmente citada como aquélla que optimiza el funcionamiento de estos equipos, (tal vez porque se da por sentado que así se maximiza la energía magnética) conduce a los mayores valores de la misma sólo en el límite de $A \rightarrow 0$.

La fig. A.4 muestra η_p ($x = 1$) vs B, con A como parámetro. Para todos los valores de A, las curvas presentan un máximo en $B = 0,5$ cuya amplitud aumenta con A.

A.II.4 Modelo B.N. radial

El modelo de B.N. también puede ser usado para describir el colapso radial de la columna de plasma que se forma al término de la fase coaxial. Si tenemos inicialmente una columna de radio a y longitud l' , sobre ella actúa la presión magnética $B^2/2\mu_0$. Si llamamos m_0 a la masa de la columna, su ecuación de movimiento se escribe:

$$\frac{d}{dt} (m_0 + m(r)) \dot{r} = -\frac{B^2}{2\mu_0} \cdot 2\pi r l'$$

donde

$$m(r) = \rho \pi (a^2 - r^2) l' ; B = \frac{\mu_0 I(t)}{2\pi r}$$

Reemplazando estas expresiones y reordenando los términos, la ecuación de movimiento se escribe:

$$\left[a^2 \left(1 + \frac{m_0}{\pi \rho a^2 l'} \right) - r^2 \right] \ddot{r} - 2 r \dot{r}^2 + \frac{\mu_0}{4\pi^2} \frac{I^2(t)}{\rho r} = 0$$

Como el colapso radial ocurre en las inmediaciones del máximo de la corriente, podemos aproximar $I(t) \approx I_0$. En esas condiciones la ecuación se puede adimensionalizar definiendo las nuevas variables:

$$R = \frac{r}{a} ; T = \frac{t}{\tau}$$

con:

$$\tau = \sqrt{\frac{4\pi^2 \rho a^4}{\mu_0 I_0^2}}$$

(Para Deuterio a 2 Torr, $\rho = 10^{-4}$ Kg/m³ y tomando $a = 9$ mm, $I_0 = 1,25 \times 10^5$ A, resulta $\tau = 40$ nseg.)

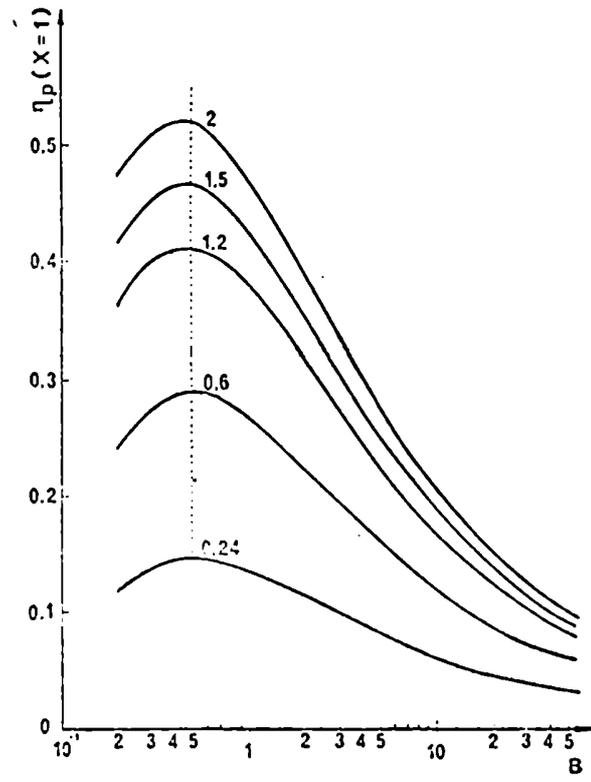


Fig. A.4: $\eta_p(x = 1)$ como función de B ,
con A como parámetro

Llamando $\alpha = \frac{m_0}{\pi \rho R^2 l}$ (el cociente entre la masa inicial de la lámina y la masa incorporada en el colapso) la ecuación toma un aspecto más sencillo:

$$(1 + \alpha - R) \ddot{R} - 2 R \dot{R}^2 + \frac{1}{R} = 0$$

Una primera integración (utilizando el método del factor integrante) da:

$$\dot{R} = - \frac{\sqrt{R^2 - 2(1 + \alpha) \ln R - 1}}{1 + \alpha - R^2}$$

y formalmente, resulta (en $t = 0$, $R = 1$)

$$T(R) = \int_R^1 \frac{(1 + \alpha - R^2) dR}{\sqrt{R^2 - 2(1 + \alpha) \ln R - 1}}$$

Esta integral no tiene primitiva analítica y debe ser calculada en forma numérica. Los resultados del cálculo muestran que $T(0)$ es del orden de la unidad (y en consecuencia, los tiempos de colapso radial del orden de τ) para valores de α inferiores a 0,1.

REFERENCIAS

REFERENCES

1. PETEROV, D., FILIPPOV, N., FILIPPOVA, T., KHRADROV, V., on Plasma Physics and the problem of controlled Thermonuclear Reactions, Moscú, (1960), Vol. IV, pag. 198.
2. MATHER, J., Phys. Fluids, 2, (1965), 366
3. PERSIANNI, P., "A Technical Critique on Radiation Test Facilities for the C.T.R. surface and materials program", ANL/CER-75-1, Argonne, Illinois, (1975).
4. ZUCKER, O., BOSTICK, W., GULLIKSON, R., LONG, J., LUCE, J., SAHLIN, H., "The Design of a Repetitively Pulsed Megajoule dense P.F.", UCRL- 5-1872, Lawrence Livermore Laboratories, (1975).
5. MATHER, J., "An intense source of neutrons from the dense P.F.", USAEC Report, CONF.-660925, pag. 623, (1966).
6. LEE, J., McFARLAND, D., HOHL, F., KIM, K., Nuclear Technology, 22, (1974), 306.
7. MATHER, J., Phys. Fluids, 9, (1966), 2681
8. PATOU, C., SIMONNET, A., WATTEAU, J., Le Journal de Physique, 29, (1968), 973.
9. GRUNBERGER, L., Ph. D. Thesis, Stevens Institute of Technology, 1968.
10. LAFFERTY, D., GATES, D., HENRICHIS, C., Bull. Am. Phys. Soc. (2), 13, (1968), 1544.
11. DATNER, A., ENNINGER, J., Phys. Fluids S. 7, (1964) S 41
12. LOVBERG, R.; Phys. Fluids S. 7, (1964)
13. ROSENBLUTH, M.; Internal Report, Los Alamos, LA-3770
14. DYACHENKO, V., IZDIBENNIK, V.; Sov. Phys. JETP., 29, (1969), 947
15. BUTLER, T., HENINS, I., JAHODA, F., MARSHALL, J., MORSE, R.; Phys. Fluids, 12, (1969), 1904
16. GRATTON, F., VARGAS, M., "Analytic Solutions for the Motion of the Axial Symmetric Current Sheath in a P.F.", 7th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Lausanne (1975) paper 64.
17. POTTER, D., Phys. Fluids 14 (1971) 1911
18. BOSTICK, W., GRUNBERGER, L., NARDI, V., PRIOR W., "Neutron Production by Vortex Annihilation in the Plasma", 3rd Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physic, Utrecht (1965) p. 120
19. BRAUN, K., FISCHER, H., MICHEL, L., "Filaments in a 1 kJ P.F." 2nd Top. Conf. on High Beta Plasmas, Garching (1972) paper E10.
20. BERNARD, A., COUDEVILLE, A., JOLAS, A., LAUNSPACH, J., de MASCUREAU, J.; Phys. Fluids 18 (1975) 180

21. GRATTON, R., BRUZZONE, H., KELLY, H., POUZO, J.; "Experimental Results of a Low Energy P.F."; Energy Storage, Compression and Switching, Plenum Press, New York (1975) p. 255
22. BOSTICK, W., PRIOR, W., GRUNBERGER, L., EMERT, G.; Phys. Fluids 9, (1966) 2079.
23. NARDI, V., Phys. Rev. Le Hers 25 (1970) 718
24. LEE, J., SHOMO, L., KIM, K., Phys. Fluids 15 (1972) 2433
25. BERNSTEIN, M., HAI, F., Phys. Fluids, 14 (1971) 1010
26. MAISONNIER, CH., SAMUELLI, M., LINHART, J., GOURLAN, C., "Experiments with imploding plasma liners", 3rd Conf. on Plasma Physics and C.N.F.R., Novosibirsk (1968) paper CN-24/G-6
27. BECKNER, E., Journal of Appl. Phys. 37, (1966) 4944
28. FORREST, M., PEACOCK, N., Plasma Physics 16 (1974) 485
29. PEACOCK, N., WILCOCK, P., SPEER, R., MORGAN P.; "Properties of the Dense Plasma Produced in P.F.", 3rd Conf. on Plasma Physics and C.N.F.R., Novosibirsk, 1968, IAEA, Vol. III, p.51
30. FILIPPOV, N., FILIPPOVA, T.; "Phenomena associated with the build-up noncylindrical focused Z-pinch", AEC-tr-6760
31. GRIBKOV, V., KORZHAVIN, V., KROKHIN, O., NIKULIN, V., SKLIZKOV, G., FILIPPOV, N., FILIPPOVA, T., "Experimental Study of Cumulative Plasma Phenomena", 5th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Grenoble, 1972 Vol. II, p.64
32. PEACOCK, N., HOBBY, M., MORGAN, P., "Measurements of the Plasma Confinement and ion Energy in the dense P.F.", Conf. on Plasma Physics and C.N.F.R., Madison (1971) IAEA, Vol. I, p.537
33. SCHMIDT, H., NAHRATH, B., RUCKLE, B., "Time and Space resolved measurements of density and X-Ray emission of the NESSI P.F." 7th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Lausanne (1975) paper 57.
34. BOSTICK, W., NARDI, V., PRIOR, W.; J. Plasma Physics 8 (1972) 7
35. NARDI, V., "Toroidal Vortices in Pulsed Plasmas", 2nd Top. Conf. on High Beta Plasmas, Garching (1972) paper E5.
36. TOCFER, A., SMITH, D., BECKNER, E., Phys. Fluids 14 (1971) 52
37. JALUFKA, N., LEE, J., Phys. Fluids 15 (1972) 1954
38. MATHER, J., "High Density Deuterium Plasma", Conf. on Plasma Physics and C.N.F.R., Culham (1966) IAEA Vol. II p. 385
39. MATHER, J., "Dense P.F.", Methods of Experimental Physics, 9, part B, Academic Press (1971) New York.
40. AGAFONOV, V., BELYALVA, I., VIKHREV, V., IVANOV, V., MOISEEVA, M., SVIRSKY, E., FILIPPOV, N., FILIPPOVA, T., "Research on Studying and increasing the plasma parameters on Non-cylindrical Z-Pinch equipment", SC-T-70-4046.

41. BERNARD, A., COUDEVILLE, A., WATTEAU, J.; Physics Letters 33A (1970) 477
42. PATOU, C.; Le Journal de Physique 31 (1970) 339
43. BERNARD, A., CESARI, G., COUDEVILLE, A., JOLAS, A., de MASCUREAU, J., WATTEAU, J.; "Etude de P.F. par diffusion Thomson et anisotropie des neutrons pendant l'émission neutronique", Conf. on Plasma Physics and C.N.F.R., Madison (1971) IAEA Vol. I p.511
44. MAISONNIER, Ch., PECORELLA, F., RAGER, J., SAMUELLI, M., "Recent Progress in Research on P.F.", 5th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Grenoble, (1972) Vol.II, p.183
45. BOSTICK, W., GRUNBERGER, L., NARDI, V., PRIOR, W., "Vorticity and neutrons in the P.F.", 4th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Roma (1970) p. 108
46. BECKNER, E., CLOTHIAUX, E., SMITH, D.; Phys. Fluids 12 (1969)253
47. BERNSTEIN, M., MESKAN, D., van PAASSEN, H., Phys. Fluids 12 (1969) 2193.
48. RAGER, J., "Time and space resolved study of X-Ray emitting zones in a 24 kJ Mather type P.F.", 7th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Lausanne (1975) paper 63.
49. BOSTICK, W., NARDI, V., PRIOR, W., RODRIGUEZ TRELLES, F., "Intensity anisotropy and fine structure in the X-Ray images of the dense P.F.", 5th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Grenoble (1972) Vol. II p.239
50. MESKAN, D., van PAASSEN, H., COMISAR, G., "Neutron and X-Ray production in a focused Z-pinch", Am. Phys. Soc. Conf. on Pulsed High Density Plasmas, Los Alamos, (1967) paper C6.
51. GRATREAU, P., LUZZI, G., MAISONNIER, Ch., PECORELLA, F., RAGER, J., ROBOUCH, B., SAMUELLI, M., "Structure of the dense P.F. Part 1: Numerical calculations, X-Ray and optical measurements", Conf. on Plasma Physics and C.N.F.R., Madison, (1971) IAEA, Vol. I p. 511
52. MATHER, J., BOTTOMS, P., CARPENTER, J., WARE, K., WILLIAMS, A., "Recent studies of dense P.F.", Conf. on Plasma Physics and C.N.F.R., Madison (1971) IAEA, Vol. I p. 561.
53. AGAFONOV, V., GOLUB, G., GOLUBCHIKOV, L., DYACHENKO, V., IVANOV, V., IMSHENNIK, V., KOLESNIKOV, Yu., SVIRSKY, E., FILIPPOV, N., FILIPPOVA, T.; Nuclear Fusion Supplement (1969)121
54. AGAFONOV, V., MOISEVA, M., FILIPPOV, N., FILIPPOVA, T., "Investigation of fine structure of a P.F. using the method of a multiperforated pinhole camera", LA-TR-70-25, 1970
55. APPELT, J., NOWIKOWSKI, J., SADOWSKI, M., UGNIEWSKI, S., "Investigation of the F-20 P.F. Machine by means of Laser interferometry", 7th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics Lausanne, (1975) paper 61.

56. FILIPPOVA, T., FILIPPOV, N., "Measurement of soft X-Ray radiation of a non-cylindrical Z-pinch", AEC-tr-6518
57. MORGAN, P., PEACOCK, N., POTTER, D., "Comparison of a two-dimensional magnetohydrodynamic numerical model with the; dense P.F. experiment", 3rd Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Utrecht (1969) p.118
58. MORGAN, P., PEACOCK, N., "Measurement of beta in a P.F." 2nd Top. Conf. on High Beta Plasmas, Garching, (1972) paper B2
59. BERNARD, A., COUDEVILLE, A., DURANTET, J., JOLAS, A., LAUNSPACH, J., de MASCUREAU, J., WATTEAU, J., "New experimental results on the P.F.", 5th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Grenoble (1972) Vol. II p.238
60. BERNARD, A., COUDEVILLE, A., DURANTET, J., JOLAS, A., LAUNSPACH, J., de MASCUREAU, J., WATTEAU, J., "Neutron measurement, Thomson scattering and holographic interferometry on the Focus experiment", 2nd Top. Conf. on High Beta Plasmas, Garching (1972) paper E-1.
61. FILIPPOV, N., IVANOV, V., MOISEEVA, M., STEPANENKO, M., SUKHREVA, M., Nuclear Fusion Suppl. (1975) 163
62. BERNSTEIN, M., Rev. of Sc. Instr. 40, (1969) 1415
63. CONRADS, H., CLOTH, P., "Neutron emitting area of a P.F." 5th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Grenoble, (1972) Vol. II, 67
64. BERNARD, A., COUDEVILLE, A., GARCONNET, J., GENTA, P., JOLAS, A., LANDURE, Y., NAIL, M., VEZIN, R.; Microinstabilities connected with neutron emission and electromagnetic radiation in the P.F.", 7th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Lausanne (1975) paper 60.
65. SCHONBACH, K., MICHEL, L., FISCHER, H.; Appl. Phys. Letters, 25, (1974) 547.
66. SCHMIDT, H., SALZMANN, H., STROHWALD, H.; Appl. Opt. 14 (1975) 2250.
67. FILIPPOV, N., FILIPPOVA, T., VINOGRADOV, V., Nuclear Fusion Suppl. II, (1962) 577
68. BERNSTEIN, M., LEE, C., HAI, F., Phys. Rev. Letters, 27, (1971) 844.
69. PEACOCK, N., FORREST, M., HOBBY, M., MORGAN, P., "Measurement of the Plasma confinement and ion energy in the dense P.F." 5th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Grenoble (1972) Vol. II p.66
70. NARDI, V., BOSTICK, W., PRIOR, W., "Magnetic Fields Higher than 100 MG produced in the current sheath of a coaxial accelerator", Proc. of Int. Conf. Physics in High Magnetic Fields, CNRS, Grenoble (1974) p.129.

71. BOSTICK, W., NARDI, V., PRIOR, W., RODRIGUEZ TRELLES, F., CORTESE, C., "Non uniform energy concentration in focused plasmas", 3rd Top. Conf. on High Beta Plasmas, Culham (1975) a publicarse.
72. FORREST, M., NORTON, B., PEACOCK, N., "The measurement of the ion energy in the dense P.F.", 6th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Moscú (1973) Vol. I, p.363
73. PATOU, C., Physics Letters 29A, (1969) 1.
74. BERNSTEIN, M., HAI, F., Physics Letters 31A (1970) 317
75. PATOU, C., SIMONNET, A., "Anisotropies de L'emission neutronique de la decharge Focus comparees a divers modeles theoriques", Note 1119 C.E.A. Limeil (1969)
76. MAISONNIER, Ch., GOURLAN, G., LUZZI, G., PAPAGNO, L., PECORELLA, F., RAGER, J., ROBOUCH, B., SAMUELLI, M., "Structure of the dense P.F. part 2: neutron measurement and phenomenological description", Conf. on Plasma Physics and C.N.F.R. Madison (1971) IAEA Vol. I p.523
77. SAMUELLI, M., LUZZI, G., MAISONNIER, Ch., "Neutron measurement in a P.F. experiment", LGI/71/3/E, Frascati, 1971
78. LEE, J., SHOMO, L., WILLIAMS, M., HERMANSDORFER, H., Phys. Fluids 14 (1971) 2217
79. CONRADS, H., CLOTHS, P., DEMMELER, M., HECKER, R., Phys. Fluids 15 (1972) 209
80. BOTTOMS, P., CARPENTER, J., MATHER, J., WARE, K., "On the Mechanism of Neutron Production from the dense P.F.", Conf. on Plasma Physics and C.N.F.R. (1969) IAEA Vol.II p.67
81. KROMPHOLZ, H., MICHEL, L., SCHONBACH, K., FISCHER, H., "Neutron Ion and Electron energy spectra in a 1kJ P.F." 3rd Top. Conf. on High Beta Plasmas, Culham (1975) a publicarse.
82. BOSTICK, W., NARDI, V., PRIOR, W., "On D(d,n) He³ and secondary T (d,n) He⁴ reactions in focused plasmas", 7th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Lausanne (1975) paper 62
83. Van PAASSEN, H., VANDRE, H., WHITE, R., Phys. Fluids 13(1970)2606
84. LEE, J., LOEBBAKA, D., ROOS, C., Plasma Phys. 13(1971)347
85. MAISONNIER, Ch., PECORELLA, F., RAGER, J., SAMUELLI, M., "Comparative studies of P.F. devices" IAEA-33/E6-2, 1975
86. POST, R., MARSHALL, T., Phys. Fluids 17 (1974)452.

87. BOSTICK, W., NARDI, V., PRIOR, W., CORTESE, C., "Pulsed radiation from focused plasmas", 3rd Top. Conf. on High Beta Plasmas, Culham (1975) a publicarse.
88. BERNSTEIN, M., Phys. Rev. Letters 24 (1970) 724.
89. BERNSTEIN, M., HAI, F., Phys. Rev. Letters 25 (1970) 641.
90. GARY, P., Phys. Fluids 17 (1974) 2135
91. POTTER, D., HAINES, M., "Non-adiabatic ions in the distribution function from self-consistent calculations of the P.F.", Conf. on Plasma Physics and CNFR, Madison (1971) IAEA, Vol. I p.611 .
92. MAISONNIER, Ch., PECORELLA, F., RAGER, J., SAMUELLI, M., "A model for the dense P.F.", 2nd Top. Conf. on High Beta Plasmas, Garching (1972) paper E7.
93. BERNARD, A., 3rd Top. Conf. on High Beta Plasmas, Culham (1975) a publicarse.
94. LANGMUIR, I., BLODGETT, K., Phys. Rev. 24 (1924) 49.
95. MARTIN, J., "High current dielectric breakdown switching" SSWA/JCM/HUN 5.
96. GROVER, F., "Inductance Calculations" Van Nostrand 1946, New York.
97. MILANESE, M., "Análisis experimental de la etapa del colapso en un acelerador coaxial de Plasma", Trabajo de Seminario, FCEN, UBA (1974).
98. BRUZZONE, H., FANTINO, A., KELLY, H., MEDWID, A., MOLINA, J., PAIS, V., POUZO, J.; "Instrumentos para medir magnitudes eléctricas durante una descarga rápida en un plasma" DFCE-4/73, FCEN, UBA (1973)
99. SEGRE, S., ALLEN, J., Journal of Sc. Instr. 37 (1960) 769
100. PAIS, V., BARBOZA, F., CALZETTA, O., CATTONI, D.; "Generador de pulsos de alta corriente para empleo en la Física del Plasma", DFCE-6/73, FCEN, UBA (1973).
101. HUDDLESTONE, R., LEONARD, S., "Plasma Diagnostic Techniques" Academic Press, New York (1965) p. 569
102. LANTER, R., BANNERMAN, D.; "Informe interno de Los Alamos" LA-3498-M3, Los Alamos (1966)
103. KECK, J., Phys. Fluids Suppl. 7 (1964) S 16.
104. JELEN, J., Plasma Physics 14 (1972) 1117
105. BOSTICK, W., GRATTON, F., GRATTON, J., "Breakdown of plasma vortices in the current sheath of a coaxial accelerator, Phenomenological analysis", Serie Impr. Previas DFCE-32, FCEN, UBA, 1972.
106. GRATTON, F., "On the bursting of filaments in the P.F." Energy Storage, Compression and Switching", Plenum, New York (1975) p. 189

107. VARGAS, M., "Un modelo bidimensional analítico para el P.F." Trabajo de seminario, FCEN-UBA (1976)
108. BOSTICK, W., NARDI, V., PRIOR, W., RODRIGUEZ TRELLES, F., "On the nature of highly localized X-Ray sources in the P.F." 2nd Top. Conf. on High Beta Plasmas, Garching, (1972) paper E3.
109. BECKNER, E., "Detailed measurement of the X-Ray emission spectra of high density Kilovolt plasmas", Am. Phys. Soc. Top. Conf. Los Alamos (1967) paper C4.
110. RAPP, H., Phys. Letters 43A (1973) 420.
111. MICHEL, L., SCHONBACH, K., FISCHER, H., Appl. Phys. Lett. 24 (1974) 57
112. IMSHENNIK, V., FILIPPOV, N., FILIPPOVA, T., Nuclear Fusion 13 (1973) 929.
113. TRUNK, M., Plasma Physics 17 (1975) 237.
114. KAEPPELER, H., RUHS, N., Phys. Letters 49A (1974) 383
115. BERNSTEIN, M., COMISAR, G., Phys. Fluids 15 (1972) 700
116. BELYAEVA, I., FILIPPOV, N., "Results of the investigations of high energy deuterons in the P.F. device" 2nd Top. Conf. on High Beta Plasmas, Garching (1972) paper E 12.
117. BRUZZONE, H., "Sistemas Fusión-Fisión: su naturaleza y estado actual de la investigación en el tema" LFP /76.
118. RODRIGUEZ TRELLES, F., "Estructura filamentaria y emisión de Rayos X en el P.F." Tesis Doctoral, Universidad de Buenos Aires, FCEN, julio 1975.
119. GOURLAN, C., RAGER, J., SAMUELLI, M., STRANGIO, C., "Preliminary experimental results obtained on the Frascati Mather-type P.F.", GI.R/PLAD/74.10/E (1974).

AGRADECIMIENTOS

Agradecimientos

La tarea de agradecer cumplidamente a todos aquellos que han hecho posible la realización de esta Tesis excede mis posibilidades, por lo que pido disculpas de antemano por cualquier omisión.

Debo agradecer al Dr. Winston H. Bostick, del Stevens Institute of Technology, por haberme iniciado en el tema de los Plasma Focus y por haber donado los elementos para construir parte del equipo utilizado.

Agradezco también al Dr. Roberto Gratton, Director de esta Tesis, por el apoyo brindado que va mucho más allá de lo habitual. A los Dres. Fausto y Julio Gratton, por haberme formado en la Física del Plasma y por los valiosos consejos y sugerencias recibidos.

A todos los integrantes del Laboratorio de Física del Plasma, especialmente a los Licenciados Héctor Kelly, Jorge Pouzo, María Magdalena Milanese y al Sr. Roberto Dellis, por su ayuda en el trabajo experimental; al Licenciado Mario Vargas, por su trabajo de computación; a la Srta. Violeta León y al Sr. Raúl Stolarza, por su auxilio en la realización de las figuras; a la Sra. Teresa Potente de Leonfanti, por su excelente trabajo de mecanografiado.

Por último, quiero agradecer a la Comisión Nacional de Estudios Geo-Heliofísicos, al Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas y a la Dirección General de Investigación y Desarrollo del Ministerio de Defensa, por el apoyo económico brindado a este trabajo.

Buenos Aires, 30 de abril de 1976