

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**  
**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**  
Departamento de Electricidad y Electrónica



TESIS DOCTORAL

**Estudio de la creación de una columna de plasma por una  
onda de superficie**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR  
PRESENTADA POR

**Margarita Llamas Blasco**

DIRECTOR:

**Maximino Rodríguez Vidal**

Madrid, 2015

TP  
1984  
172

Margarita Llamas Blasco



\* 5 3 0 9 8 6 6 7 2 7 \*  
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE

x-53-031485-0

ESTUDIO DE LA CREACION DE UNA COLUMNA DE PLASMA POR  
UNA ONDA DE SUPERFICIE

Departamento de Electricidad y Electrónica  
Facultad de Ciencias Físicas  
Universidad Complutense de Madrid  
1984



BIBLIOTECA

Colección Tesis Doctorales. Nº 172/84

© Margarita Llamas Masó  
Edita e imprime la Editorial de la Universidad  
Complutense de Madrid. Servicio de Reprografía  
Noviciado, 3 Madrid-8  
Madrid, 1984  
Xerox 9200 XB 480  
Depósito Legal: M-20277-1984

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID  
FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS  
DEPARTAMENTO DE ELECTRICIDAD Y ELECTRONICA

ESTUDIO DE LA CREACION DE UNA COLUMNA DE PLASMA  
POR UNA ONDA DE SUPERFICIE

M E M O R I A

presentada por

MARGARITA LLAMAS BLASCO  
para optar al grado de  
DOCTOR EN CIENCIAS FISICAS

MADRID, 1983



Deseo expresar mi agradecimiento al Prof. D. Maximino Rodríguez Vidal, por haberme acogido en el Departamento de Electricidad y Electrónica como miembro integrante del mismo y por la dirección de este trabajo, llevado a cabo gracias a la Beca de Formación del Personal Investigador, del Ministerio de Educación y Ciencia.

Al Prof. D. Vicente Colomer por las discusiones y revisiones críticas, sumamente valiosas y estimulantes. A sus colaboradores D. Antonio Gamero y D. Antonio Sola del Departamento de Física de la Universidad de Córdoba, por su inestimable ayuda en el campo experimental.

Al Prof. Ph. Leprince y los miembros de su equipo del Laboratorio de Física de Plasmas de la Universidad de Paris XI, por la acogida que me dispensaron y que hizo posible la realización experimental de una parte importante de este trabajo.

A los compañeros de este Departamento que de una forma u otra han contribuido a la elaboración de la presente Memoria.

Por último, deseo agradecer a Pilar Andaluz la paciencia e interés puestos en el mecanografiado de esta Tesis.



INDICE

	<u>Página</u>
Introducción .....	VI
CAPITULO I. DESCARGAS-MICROONDAS	
I.A Introducción histórica .....	2
I.B Estudio de la disrupción o ruptura	3
I.B.1 Disrupción .....	5
I.B.2 Modelo del electrón medio ..	12
I.B.3 Cálculo de la función de dis- tribución electrónica .....	18
I.B.4 Límite de validez de la teo- ría de la disrupción contro- lada por difusión .....	28
I.C Mantenimiento de la descarga .....	36
I.C.1 Condición de mantenimiento. Balance energético .....	36
I.C.2 Mecanismos de pérdida de ener- gía .....	38
I.C.3 Clasificación de las estruc- turas de microondas para la generación de plasmas .....	40
I.D Desintegración del plasma. Postdes- carga .....	47
I.E Aplicaciones .....	55
CAPITULO II. DESCARGAS PRODUCIDAS POR ONDA DE SUPER- FICIE	
II.A Introducción .....	61
II.B Propagación de ondas de superficie a lo largo de una columna de plas- ma .....	61
II.B.1 Ecuación de ondas. Curvas de dispersión y de fase ..	62

	<u>Página</u>
II.B.2 Características de los campos. Distribución radial ..	78
II.B.3 Balance energético de la propagación .....	84
II.B.4 Atenuación .....	93
II.B.5 Influencia de la frecuencia de colisión en la curva de fase .....	96
II.C Descargas producidas por una onda de superficie .....	99
II.C.1 Dispositivos experimentales	102
II.C.2 Distribución espacial de la densidad electrónica .....	107
II.C.3 Modelización de las descargas creadas por onda de superficie, en estado estacionario.	115

**CAPITULO III. ESTUDIO DEL REGIMEN TRANSITORIO DE LA DESCARGA. AVANCE DEL FRENTE DE IONIZACION**

III.A Introducción .....	129
III.B Montaje experimental. Visualización de la señal h.f. y la luminosidad .....	133
III.C Avance de la ionización a lo largo de la columna de gas .....	140
III.C.1 Medidas del tiempo de subida de la onda h.f. ...	140
III.C.2 Medidas de la velocidad del frente de ionización	149
III.C.3 Variación de la velocidad del frente a lo largo de la columna .....	161

	<u>Página</u>
III.D Modelo teórico del avance del frente de ionización ...	166
III.D.1 Procesos físicos que limitan el avance del frente .....	168
III.D.2 Fuerza ponderomotriz	173
III.D.3 Cálculo de la velocidad teórica $v_e$ y comparación con los resultados experimentales .....	177
 CAPITULO IV. EVOLUCION DE LOS PARAMETROS DE LA DESCARGA EN EL REGIMEN TRANSITORIO	
IV.A Evolución de la densidad electrónica durante la creación del plasma .....	183
IV.A.1 Técnica de medida .....	183
IV.A.2 Influencia de los parámetros: tiempo, presión, potencia, en la distribución longitudinal de la densidad electrónica	193
IV.B Evolución de la densidad electrónica en la postdescarga ...	214
IV.B.1 Principio teórico del método de diagnosis. Resonancias de Tonks-Dattner .....	214
IV.B.2 Dispositivo experimental .....	221
IV.B.3 Resultados experimentales .....	223

	<u>Página</u>
IV.C Estudio de la intensidad luminosa correspondiente a los niveles de excitación del ArI y del ArII .....	231
IV.C.1 Dispositivo experimental .....	233
IV.C.2 Resultados experimentales .....	235
Conclusiones .....	241
Bibliografía .....	246

## INTRODUCCION

Este trabajo tiene por objeto el estudio de los procesos transitorios de las descargas producidas por onda de superficie. El interés práctico de éstas es enorme porque resuelven los problemas de contaminación, que aparecen en las descargas con electrodos, y permiten un rango de operación muy amplio, pudiendo obtenerse descargas estables muy por debajo del límite inferior, para la presión, de las columnas positivas clásicas.

Se emplea como dispositivo de excitación el surfatrón, diseñado en el laboratorio de Física de Plasmas de Orsay. Las ventajas que esta estructura presenta son notables al conseguirse un acoplo de potencia superior al 80% y permitir la obtención de columnas de plasma de aproximadamente 1 m de longitud, las cuales pueden mantenerse en un amplio rango de presiones. Ello supone un gran avance para las aplicaciones espectroscópicas.

La presente memoria ha sido dividida en cuatro capítulos, correspondientes a otras tantas etapas recorridas en el estudio del problema.

En primer lugar, se introducen las descargas-microondas, analizando sus diferencias con las descargas d.c. y r.f. y se estudian los fenómenos físicos implicados en su producción y mantenimiento. Se adoptan, para este estudio, distintos puntos de vista: estadístico y microscópico, y se establecen ciertas hipótesis (cuyos límites de validez son ampliamente discutidos) para la resolución teórica del problema.

También se estudian en esta fase inicial, las estructuras que permiten la generación de la descarga y sus posibilidades

operativas, llegando por fin al campo de las aplicaciones en que se utilizan estos plasmas como medio de trabajo.

En la segunda etapa se expone la teoría de propagación de ondas de superficie para plasmas limitados, en ausencia de campo magnético externo, deduciéndose las condiciones de propagación de la onda y la curva de dispersión correspondiente a la estructura que rodea el plasma en nuestro caso.

Se completa esta etapa con la descripción del modelo lineal de propagación de ondas de superficie, en el caso en que la columna es creada por la propia onda.

En la tercera fase comienza el estudio de los fenómenos transitorios (creación y extinción) del plasma. Se inicia con la puesta a punto del dispositivo con el que se producen las descargas, en régimen pulsado, seleccionándose la duración y frecuencia de los pulsos que permiten obtener columnas estables con la potencia de que se dispone. Se consigue así observar el frente de ionización, que se desplaza a lo largo de la columna, responsable de la generación del plasma. La caracterización de este avance se realiza a través de las medidas de la velocidad del frente  $v_f$  y del tiempo de subida de la onda  $\tau_{hf}$ , en las distintas condiciones de producción de la descarga. Los resultados experimentales, así obtenidos, permiten el desarrollo de un modelo teórico que se ajusta a ellos de forma muy satisfactoria y da cuenta de los procesos que intervienen en el avance del frente de ionización.

En la cuarta etapa, se caracteriza la evolución de la densidad electrónica durante la creación y extinción de la descarga. Se pone en marcha, para ello, un método interferométrico que permite, a partir de la curva de fase de la onda, obtener la distribución longitudinal de la densidad electrónica, en diversos instantes durante el proceso de creación. Se completa este

análisis con el estudio de la evolución de la luminosidad total y de las rayas correspondientes a los niveles  $\lambda = 4159 \text{ \AA}$  del ArI y  $\lambda = 4348 \text{ \AA}$  del ArII, evidenciándose la estabilización de la descarga.

Asimismo se realiza la puesta a punto de un método de diagnóstico, basado en el scattering resonante de una onda electromagnética, y se obtiene el decrecimiento de la densidad en la post-descarga, lo cual completa el estudio de los períodos transitorios en el plasma.



## CAPITULO I

### DESCARGAS-MICROONDAS

Este capítulo introduce el problema de las descargas microondas, analizando los procesos de disrupción, mantenimiento y extinción relativos a las mismas.

En primer lugar, se obtiene la condición de disrupción, o ruptura, para el gas sometido a un campo eléctrico alterno, mediante el análisis de los mecanismos de creación y pérdida de electrones, estudiándose la disrupción "controlada por difusión" y viendo los límites de aplicabilidad de la teoría.

A continuación, se analiza el mantenimiento del plasma, mediante el estudio de las características del campo de mantenimiento y de las estructuras de excitación más empleadas.

Por último, se estudia la extinción del plasma, teniendo en cuenta los procesos de pérdida de electrones y de relajación térmica, que intervienen en la desintegración de la descarga y se completa el análisis, enumerando las aplicaciones de las descargas microondas en distintos campos de la ciencia.

## I.A INTRODUCCION HISTORICA

El desarrollo de la investigación del plasma se divide en dos períodos separados por la Segunda Guerra Mundial. Durante el primero, grupos dispersos por Europa, U.R.S.S. y U.S.A. estudian los fundamentos de la teoría de plasmas y producen dispositivos tales como rectificadores mediante descarga en arco de mercurio, diodos y triodos llenos de gas y lámparas. En el segundo, se abren nuevas líneas de investigación, que apuntan a la producción de energía por la fusión termonuclear y a la conversión de energía térmica en eléctrica mediante el uso de las propiedades del plasma. Al mismo tiempo los progresos en el espectro de frecuencias estimulan a los ingenieros de microondas y a los físicos a la exploración de un cierto número de dispositivos posibles (1) en los que el plasma sería el medio de trabajo adecuado.

El rápido desarrollo de la ciencia espacial y de la Astrofísica exigió también un vigoroso esfuerzo para comprender y explorar los plasmas extraterrestres.

Las descargas-microondas aparecen, primero, como perturbaciones o efectos indeseables y por ello se intenta investigar los mecanismos que intervienen en ellas. Hacia finales de la Segunda Guerra Mundial, el grupo de profesores W.P.Allis y S.C. Brown del M.I.T., empezaron a trabajar en el tema llevando a cabo durante años muchos estudios teóricos y experimentales. En los principios de la década de los sesenta, debido a las dificultades existentes desde el punto de vista teórico, el estudio fue detenido pues la imposibilidad de modelizar las descargas-microondas impedía un buen entendimiento de su comportamiento. Se pensó entonces que su uso en el futuro no sería muy prometedor y así, durante casi quince años, los estudios sobre descargas-microondas se vieron relegados.

Recientemente, un nuevo interés por este tipo de plasmas ha surgido al necesitarse nuevas descargas para rangos distintos de aplicación. En efecto, se requieren plasmas en los que la mayor parte de la contaminación se elimine (para estudios espectroscópicos) o que permitan la disociación de moléculas (para aplicaciones químicas) y las descargas microondas parecen ser la respuesta a estas exigencias. Por otra parte tales descargas presentan mayor facilidad de operación que las descargas d.c.

El presente capítulo está dedicado a revisar los principales problemas planteados por las descargas microondas, tanto desde el punto de vista teórico como del experimental. Consideraremos así tres familias de fenómenos físicos: los implicados en la obtención de la "disrupción", o ruptura, los relacionados con las condiciones de mantenimiento de la descarga y los que intervienen en el momento de su extinción o "postdescarga".

#### I.B ESTUDIO DE LA DISRUPCION O RUPTURA

Las descargas eléctricas, generadas por campos de alta frecuencia, o de microondas, difieren significativamente de las descargas d.c. y de baja frecuencia, tanto en la iniciación de la descarga como en las condiciones necesarias para su mantenimiento.

Con el fin de describir el modo en que las frecuencias altas afectan a la descarga consideraremos primero los procesos básicos (2) que actúan en un gas respecto a un campo eléctrico alterno.

Los procesos que conciernen a la interacción del campo, los electrones, átomos o moléculas, iones y paredes del recipiente contenedor del gas, determinarán los parámetros experimentales mediante los cuales se describe el fenómeno de la disrupción en un gas. Este hecho, apunta directamente a una de las dificultades de la descripción de los fenómenos eléctricos en gases, el

gran número de variables independientes que deben ser tenidas en cuenta.

El campo eléctrico de ruptura es una función del potencial de ionización del gas, de la frecuencia de colisión de los electrones, de las dimensiones del contenedor y de la frecuencia de la onda excitada. Cuando se considera el estado estacionario, una variable más, la densidad electrónica, tiene que ser considerada.

Cuando un campo eléctrico de alta frecuencia, o de microondas, es aplicado a través de un gas, las partículas cargadas que están presentes en él son aceleradas en el volumen que ocupan. Debido a la diferencia de masa, los electrones son mucho más acelerados que los iones y la transferencia de energía a aquellos es mayor que a éstos. En general, a efectos del campo de alta frecuencia (h.f.), las partículas más pesadas pueden considerarse fijas.

A causa de la radiación cósmica siempre hay en un volumen de gas cierto número de electrones, en el caso en que esto no ocurriera, no habría ninguna transferencia de energía del campo al gas y la disrupción no tendría lugar. Cuando la dirección del campo alterno aplicado cambia, la dirección de la fuerza que actúa sobre el electrón también lo hace y así éste oscila en el volumen del gas, suponiendo las paredes del contenedor suficientemente separadas. Esta es la característica que distingue las descargas por microondas y alta frecuencia de las de baja frecuencia y d.c. Cuando las frecuencias son bajas, el cambio de dirección en la aceleración no tiene lugar antes de que el electrón choque contra las paredes del contenedor. El impacto del electrón puede provocar la emisión de otros electrones o átomos de impurezas de las paredes, introduciendo así factores que complican el proceso. Si en el contenedor sólo hubiera electrones, en ausencia total de átomos de gas, oscilarían desfasados  $90^\circ$  con respecto al campo eléctrico y no habría transferencia de

energía de éste a aquéllos. En presencia del gas, las colisiones electrón-átomo son posibles, los electrones son acelerados por el campo después de cada colisión, unas veces perdiendo energía y otras ganándola, pero en valor medio a lo largo de un período hay una transferencia neta de energía del campo a los electrones. Al mismo tiempo las colisiones con los átomos del gas suponen la pérdida de parte de la energía cinética de los electrones. Cuando el campo eléctrico es suficientemente intenso, algún electrón puede ganar energía bastante como para alcanzar la correspondiente a un nivel de excitación o de ionización de los átomos del gas, dando lugar a colisiones inelásticas. La energía cedida al átomo se convierte en radiación cuando éste vuelve a su estado de equilibrio. Las pérdidas de energía que se producen son pues debidas a colisiones inelásticas y a colisiones elásticas.

Sólo una fracción de los electrones energéticos excita de hecho los átomos del gas, por ello alguno de los restantes adquirirá la energía cinética necesaria para producir la ionización, originándose, cuando ésto ocurra, dos electrones donde antes sólo había uno. Este es el principal mecanismo de creación de electrones en las descargas-microondas. Al mismo tiempo los electrones se pierden por difusión hacia las paredes, recombinación con iones positivos o captura de átomos neutros o moléculas.

Los valores relativos de las proporciones de creación y de pérdida de electrones determinan el comportamiento eléctrico del sistema dependiendo, de forma bastante compleja, del tipo de gas, de la presión, de la magnitud del campo, de la frecuencia del mismo y de la geometría del contenedor.

#### I.B.1 Disrupción

Para establecer las condiciones de disrupción de la descarga tenemos que determinar los valores del campo eléctrico genera

dor de la misma así como de sus parámetros. Las condiciones de disrupción deberán determinarse experimental y teóricamente. Las medidas del campo de ruptura se han realizado con los métodos clásicos de microondas. La modelización teórica de la disrupción será posible si conocemos los procesos de producción y pérdida de electrones y su función de distribución de velocidades. Como se verá más adelante, la determinación de la función de distribución es un problema difícil de abordar.

A continuación analizamos los procesos implicados en la disrupción por microondas y los parámetros de los que depende.

Procesos de pérdida de electrones:

Tres tipos de interacción conducen a la pérdida de electrones. La interacción entre electrones y paredes del recipiente contenedor, que da lugar a un proceso de difusión libre. La interacción entre iones positivos y electrones, que lleva a procesos de recombinación y la interacción entre electrones y átomos neutros o moléculas, que lleva al "atrapamiento" o captura. Los procesos de recombinación son despreciables en el rango de densidades electrónicas que intervienen. Los de atrapamiento sólo adquieren importancia en gases electronegativos (3). Podemos pues concluir que la disrupción por microondas tiene como principal mecanismo de pérdida de electrones la difusión libre. Se conoce por ello como disrupción "controlada por difusión".

La difusión aparece como un flujo de partículas cuando existe un gradiente en su concentración o en su velocidad. El proceso depende de la presión y de las dimensiones del contenedor. Las partículas fluyen en la dirección en que se reduce el gradiente. Considerando la difusión de electrones, su flujo constituye una corriente y la densidad de corriente  $\vec{j}$  puede escribirse (4) como

$$\vec{j} = - \vec{v} \cdot (Dn)$$

siendo  $n$  la densidad electrónica,  $D$  el coeficiente de difusión y  $\vec{v}$  el operador gradiente. El coeficiente  $D$  queda definido por

$$n \vec{v} = - \vec{v} (Dn) \quad \text{I.2}$$

donde  $\vec{v}$  es la velocidad de los electrones.

La ecuación de continuidad para electrones (4) puede escribirse en este caso:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\Gamma} - P = 0 \quad \text{I.3}$$

donde  $P$  es el término de producción de electrones que puede sustituirse por  $nv_i$ , siendo  $v_i$  la frecuencia de ionización de un electrón.

Sustituyendo  $\vec{\Gamma}$  por su expresión nos queda

$$\frac{\partial n}{\partial t} = v^2 (Dn) + nv_i \quad \text{I.4}$$

Si se consideran  $v_i$  y  $D$  independientes de las coordenadas espaciales y del tiempo, puede escribirse la solución de esta ecuación como

$$n = n_0 \exp \left[ \left( v_i - \frac{D}{\lambda^2} \right) t \right] \quad \text{I.5}$$

donde  $n_0$  depende de las condiciones iniciales y  $\lambda$  es la longitud característica de difusión que viene determinada por las condiciones de contorno. Para un cilindro de longitud  $L$  y radio  $R$  viene dada (4) por

$$\frac{1}{\lambda^2} = \left( \frac{\pi}{L} \right)^2 + \left( \frac{\alpha_{1m}}{R} \right)^2 \quad \text{I.6}$$

donde  $\alpha_{1m}$  es la raíz 1 de la función de Bessel de orden  $m$ ,  $J_m(r)$

Procesos de producción de electrones:

Como ya hemos introducido, la interacción de los electrones con el campo eléctrico y con los átomos del gas produce la transferencia de energía que permite la ionización. Ello depende de la amplitud del campo eléctrico, de la frecuencia de excitación, de la naturaleza del gas, de la presión y de la distribución energética. La colisión inelástica se produce cuando un electrón ha adquirido una energía superior a la del nivel de excitación o de ionización de los átomos antes de colisionar con ellos. En las figuras 1a y 1b pueden verse la eficiencia de excitación y de ionización para helio, neón, argón e hidrógeno.

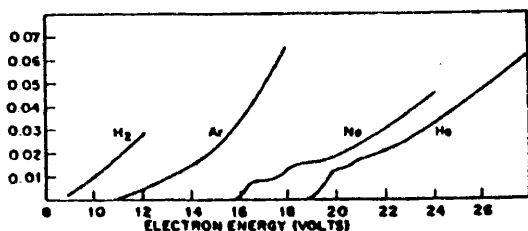


Figura 1a. Eficiencia de excitación en helio, neón, argón e hidrógeno. (Ref. 3).

- Sección eficaz, recorrido libre medio y frecuencia de colisión.

Con objeto de aclarar el significado de la eficiencia de colisión inelástica (excitación  $h_x$  ó ionización  $h_i$ ) haremos aquí un breve análisis de los conceptos que se usan, más frecuentemente, en la descripción de las colisiones electrón-átomo.

Las colisiones son elásticas si no se produce cambio alguno

en la energía interna del átomo, e inelásticas si se produce.

Para introducir el concepto de sección eficaz consideremos un haz de partículas paralelas y monocinéticas cuyo flujo es  $\phi_1$ , esto es, el número de partículas que atraviesan perpendicularmente un centímetro cuadrado en un segundo. Supondremos que este haz va a encontrar una partícula blanco que actúa como centro de difusión fijo, las partículas incidentes serán difundidas en diversas direcciones alrededor de la partícula blanco. Sea  $\frac{dN_1}{dt}$  el número de partículas difundidas por unidad de tiempo en el interior de un pequeño ángulo sólido  $d\Omega$ , con respecto a la dirección del haz incidente definido mediante los ángulos polares  $\chi$  (latitud) y  $\psi$  (acimut).  $\frac{dN_1}{dt}$  será, evidentemente, proporcional a  $\phi_1$  y a  $d\Omega$ .

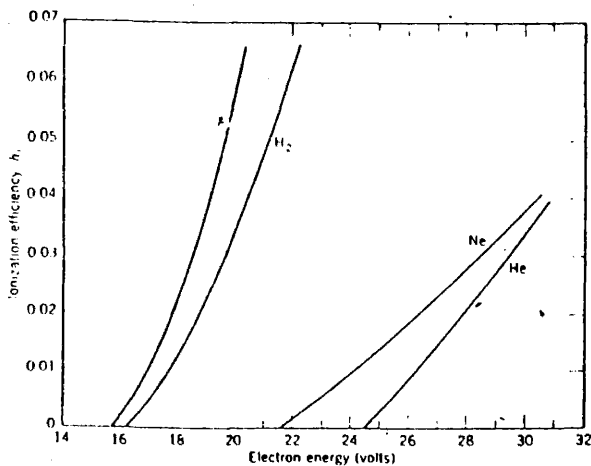


Figura 1b. Eficiencia de ionización para electrones en helio, neon, argon e hidrógeno (Ref. 3).

Se considera por definición

$$\frac{dN_1}{dt} = \phi_1 \cdot \sigma(\chi\psi) \cdot d\Omega \quad \text{I.7}$$

La cantidad  $\sigma$  tiene dimensiones de superficie y se conoce como sección eficaz diferencial de colisión elástica. Para los cálculos en los que se desea evaluar la importancia de las colisiones elásticas sobre un fenómeno macroscópico, es necesario integrar las secciones eficaces diferenciales y se tiene así la sección eficaz total de colisiones elásticas  $\sigma_0$ , definida por

$$\sigma_0 = \int \sigma \, d\Omega \quad \text{I.8}$$

Este tipo de definición entraña dificultades al encontrarse algunos casos en los que la integral I.8 se hace infinita y  $\sigma_0$  pierde su sentido físico (5).

Una magnitud muy útil, para las consideraciones de intercambio de energía y cantidad de movimiento, es la sección eficaz de transporte de la cantidad de movimiento  $\sigma_1$  que se define

$$\sigma_1 = \int \sigma \cdot (1 - \cos \chi) \cdot d\Omega \quad \text{I.9}$$

Esta cantidad nos da idea de la relación entre la cantidad de movimiento transmitida al centro difusor en la unidad de tiempo y el flujo de cantidad de movimiento transportado por el haz incidente.

Si la densidad de partículas blanco (en nuestro caso átomos de gas) es  $N$ , el recorrido libre medio  $l$  de las partículas incidentes (electrones) se define:

$$l = \frac{1}{N\sigma_0} \quad \text{I.10}$$

y el recorrido libre medio para el transporte de momento  $l_1$  es

$$l_1 = \frac{1}{N\sigma_1} \quad \text{I.11}$$

El concepto de recorrido libre medio, aunque ha sido general-

zado, está basado en la teoría cinética de gases. Los electrones, átomos y moléculas son considerados como esferas rígidas, de dimensiones muy pequeñas, que se mueven de una manera aleatoria en el gas. Si seguimos una partícula en su movimiento, encontraremos que realiza un recorrido en zig-zag causado por colisiones del tipo "bola de billar" (4). Las distancias entre colisiones son los recorridos libres y el promedio de estas longitudes es el recorrido libre medio.

Las interacciones de los electrones con los átomos del gas se describen, a veces, en términos de la probabilidad de colisión  $P_c$ , que se define

$$1 P_c p = 1 \quad \text{I.12}$$

donde  $p$  es la presión del gas.

Las probabilidades de excitación  $P_x$  y de ionización  $P_i$  se definen de forma análoga y a partir de ellas la eficiencia de excitación  $h_x = \frac{P_x}{P_c}$  y de ionización  $h_i = \frac{P_i}{P_c}$ , que se mostraron en las figuras la y lb para cuatro gases distintos.

Frecuencia de colisión: Se llama así al número de colisiones que efectúa un electrón en un segundo, con los átomos del gas. Puede escribirse como  $\frac{v}{l}$  y en términos de la sección eficaz se define como

$$v_c = N \sigma_e v \quad \text{I.13}$$

Es por lo tanto función de la velocidad electrónica, en general, aunque en el helio y el hidrógeno resulta casi independiente de ella, para un rango considerable de energía. Se define también una frecuencia de colisión para el transporte de la cantidad de movimiento  $v_m$ , que está relacionada con la sección eficaz para

el transporte de cantidad de movimiento  $\sigma_1$ , como  $v_c$  lo está con la sección eficaz total  $\sigma_0$ .

Para las colisiones inelásticas se hablará, también, de frecuencia de ionización  $\nu_i$  y de excitación  $\nu_x$ .

El acceso experimental a la frecuencia de colisión será sólo posible en cuanto promedio, teniendo en cuenta la función de distribución de velocidades de los electrones. Por ello se suele utilizar el concepto de frecuencia de colisión efectiva que corresponde al promedio de  $\nu_c$ , o de  $\nu_m$ , según los casos.

### I.B.2 Modelo del electrón medio

Supone la descripción del gas de electrones mediante un electrón medio representativo de la nube.

Es bien conocido que electrones libres, en el vacío, bajo la acción de un campo eléctrico alterno  $E = E_0 \text{ sen } \omega t$ , oscilan desfasados  $90^\circ$  con éste. En efecto, si consideramos la ecuación de movimiento del electrón, de velocidad  $v$ , tenemos

$$m \frac{dv}{dt} = e \cdot E_0 \cdot \text{sen } \omega t \quad \text{I.14}$$

donde  $E_0$  es la amplitud del campo alterno de pulsación  $\omega$ ,  $e$  la carga del electrón y  $m$  su masa. Despejando  $v$  nos queda

$$v = \frac{eE_0}{m} \cos \omega t \quad \text{I.15}$$

La componente oscilatoria de la velocidad está desfasada  $90^\circ$  con respecto al campo y el valor medio de la potencia ganada por el electrón en un período  $T$  es

$$\frac{1}{T} \int_0^T eEv \, dt = 0 \quad \text{I.16}$$

no hay pues ninguna transferencia de energía del campo eléctrico a los electrones.

Si los electrones están en presencia de átomos de gas, su movimiento oscilatorio ordenado es convertido en aleatorio y, en promedio, pueden tomar energía del campo eléctrico gracias a las colisiones con los átomos del gas.

La ecuación del movimiento de un electrón sometido a un campo alterno, para las presiones en que su recorrido libre medio es inferior a las dimensiones del recipiente (6) será:

$$m \frac{dv}{dt} = eE_0 \sin \omega t - mv_c v \quad \text{I.17}$$

donde  $v_c$  es la frecuencia de colisión electrón-átomo neutro. La solución a esta ecuación es de la forma

$$v = \frac{eE_0}{m} \cdot \frac{\sin(\omega t - \psi)}{\sqrt{v_c^2 + \omega^2}} \quad \text{I.18}$$

donde  $\text{tg} \psi = \frac{\omega}{v_c}$

El valor medio de la potencia  $P$  ganada por el electrón ya no será cero sino

$$\langle P \rangle = \langle eEv \rangle \quad \text{I.19}$$

sustituyendo  $v$ , de I.18, nos queda

$$\langle P \rangle = \frac{e^2 E_0^2}{mv_c} \cdot \frac{v_c^2}{v_c^2 + \omega^2} \quad \text{I.20}$$

Esta expresión puede escribirse en términos de un campo efectivo  $E_e$  al compararla con la correspondiente al caso continuo:

$$P = \frac{e^2 E^2}{mv_c} \quad \text{I.21}$$

Así el campo efectivo constante que transfiere a los electrones la energía con la misma velocidad que el campo alterno será:

$$E_e^2 = \frac{E_0^2 v_c^2}{v_c^2 + \omega^2} \quad \text{I.22}$$

Condición de ruptura:

Las frecuencias que se utilizan en las descargas microondas son altas y por ello se tiene, en general, una amplitud de oscilación de los electrones en el campo eléctrico, inferior a las dimensiones del tubo. Además se considera el rango de presiones en que el recorrido libre medio de los electrones es inferior al diámetro del tubo. Esta forma de disrupción se conoce, como se dijo antes, por: disrupción controlada por difusión.

Cuando el campo eléctrico sea suficientemente intenso, algunos electrones adquirirán la energía cinética necesaria para ionizar los átomos del gas. Así la ionización por colisión electrón-átomo es considerada como el único mecanismo de creación de electrones que controla la ruptura, mientras que la difusión es el principal mecanismo de pérdida.

La disrupción de la descarga ocurre cuando la producción de electrones por ionización compensa las pérdidas por difusión. Las precisiones hechas anteriormente nos llevan al modelo teórico de la disrupción controlada por difusión. Así la ecuación de continuidad I.3 quedará de la forma

$$v^2(Dn) + v_i n = 0 \quad \text{I.23}$$

Sustituyendo el operador de derivación espacial  $v^2$  por  $\frac{1}{\lambda^2}$ , donde  $\lambda$  es la longitud de difusión definida en I.6, obtenemos la condición de ruptura:

$$\frac{v_i}{D} = \frac{1}{\lambda^2} \quad \text{I.24}$$

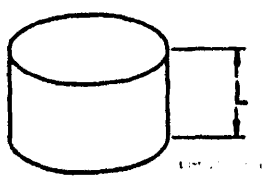
De esta condición obtenida teóricamente puede deducirse el campo eléctrico de disrupción, que está involucrado en la frecuencia de ionización  $v_i$ .

Resultados experimentales:

Brown (7) estableció un método experimental, con cavidad, para la determinación del campo de ruptura por microondas, mediante la obtención del factor Q de la cavidad y el conocimiento de la configuración del campo en ella.

En la figura 2 se muestran, como ejemplo ilustrativo, los resultados experimentales (8-9) para una descarga de Heg, que es una mezcla formada en su mayor parte por He y con una pequeña cantidad de mercurio. El experimento fue llevado a cabo, a una frecuencia  $f = 2,8$  Ghz, en una cavidad cilíndrica de longitud L. Una interpretación teórica de los resultados experimentales que se obtuvieron es la siguiente:

A altas presiones,  $v_c \gg \omega$ , la energía transferida del campo eléctrico a los electrones es disipada en colisiones elásticas entre éstos y los átomos o moléculas del gas. La energía transferida entre dos colisiones es según I.20,  $\frac{e^2 E_0^2}{m v_c^2}$  y la energía que se pierde en cada colisión elástica es  $e \frac{2m \bar{u}}{M}$  donde  $\bar{u}$  es



CAVIDAD

$f = 2.8 \text{ GHz}$   
Heg gas

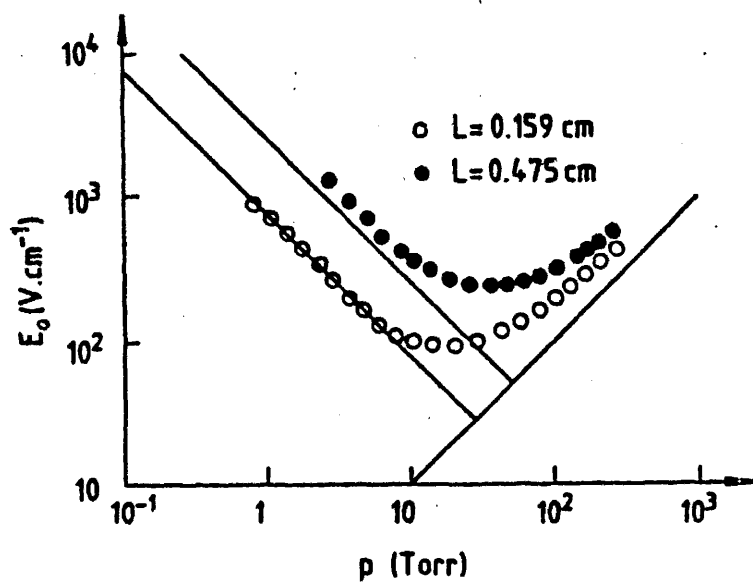


Figura 2. Campo de ruptura, experimental, obtenido en una descarga de Heg. (Ref. 8)

la energía media del electrón expresada en electrón.voltios y M la masa de los átomos del gas. Igualando estas energías se obtiene:

$$\frac{e^2 E_0^2}{m v_c^2} = e \frac{2m}{M} \bar{u} \quad \text{I.25}$$

De esta ecuación podremos deducir el campo de ruptura para el Heg en el caso de presiones muy altas, en que casi todas las colisiones son no ionizantes.

$$E_0 = \left( \frac{2m^2}{eM} \bar{u} \right)^{1/2} \cdot v_c \quad \text{I.26}$$

En la figura 2 puede verse representada esta recta y cómo se aproximan a ella los resultados experimentales, al aumentar la presión.

A presiones bajas,  $v_c \ll \omega$ , los electrones realizan varias oscilaciones por colisión. El número de colisiones necesarias para ionizar es aproximadamente igual al empleado en difundirse hacia las paredes del tubo. En el gas Heg, todas las colisiones inelásticas son ionizantes en este rango de presiones, por lo que casi toda la potencia P transferida por la onda se transforma en ionizante y se puede escribir

$$P = e v_i U_i \quad \text{I.27}$$

donde  $U_i$  es el potencial de ionización del gas. Sustituyendo I.20 en I.27 queda

$$v_i = \frac{e E_0^2}{m U_i v_c} \cdot \frac{v_c^2}{v_c^2 + \omega^2} \quad \text{I.28}$$

Este valor de  $v_i$  es el que, llevado a la condición de ruptura I.25, nos permitirá obtener el campo eléctrico de ruptura para

el caso del Heg.

$$E_0 = \frac{1284}{p\lambda\lambda} \quad \text{I.29}$$

donde se ha supuesto  $v_c$  igual a la del caso del helio ( $v_c = 2,4 \cdot 10^9 p$ ),  $p$  es la presión del gas y  $\lambda$  la longitud de onda del campo E. Esta recta se ha representado también en la figura 2, para dos longitudes distintas de la cavidad, y puede verse cómo los resultados experimentales se aproximan a ella, cuando las presiones son bajas. Aunque este modelo es muy simple, para la explicación cuantitativa del fenómeno de disrupción, permite una idea cualitativa del mismo.

El siguiente paso será tener en cuenta la distribución de energía de los electrones y para ello es necesario determinar su función de distribución de velocidades.

### I.B.3 Cálculo de la función de distribución electrónica

Aunque la descripción más simple de la disrupción consiste en suponer que cada electrón se mueve con una energía igual a la energía media (modelo del electrón medio), la situación real es mucho más complicada, pues tanto los electrones como los átomos se mueven en todas direcciones con velocidades variando en un amplio intervalo. Además de esto, la distribución de velocidades  $F$  puede variar en el espacio y en el tiempo, dependiendo de las condiciones físicas del sistema.

Toda medida de una magnitud física en un gas ionizado es un promedio de algún tipo y para calcular cualquier cantidad tenemos que usar la teoría cinética de los gases (10) (11), partiendo del conocimiento de la función de distribución electrónica.

MacDonald (5) ha realizado un análisis detallado de la ecua-

ción de Boltzmann, que rige la evolución de la función  $F$  para un gas ionizado, poniendo de manifiesto la posibilidad de llevar a cabo ciertas simplificaciones, y consideraciones, que permiten la obtención de la función de distribución de los electrones, en lo que se refiere a la ruptura.

En este apartado mostraremos cómo se obtiene, para los gases en que dichas simplificaciones son válidas, el campo eléctrico de disrupción y su acuerdo con los resultados experimentales.

Para determinar la función de distribución  $F$  es preciso resolver la ecuación de Boltzmann (10)

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} F + \vec{a} \cdot \vec{\nabla}_v F = C \quad \text{I.30}$$

donde  $\vec{v}$  es el vector velocidad,  $\vec{\nabla}_v$  el gradiente en el espacio de velocidades,  $\vec{a}$  la aceleración y  $C$  el término de colisiones. La ecuación I.30 es una ecuación de continuidad para los electrones, en el espacio de fase  $(\vec{r}, \vec{v}, t)$ , describiendo la variación de la función de distribución electrónica  $F(\vec{r}, \vec{v}, t)$ , que es el número de electrones con velocidades próximas a  $\vec{v}$ , en un pequeño volumen espacial alrededor del punto definido por el vector  $\vec{r}$ , en el tiempo  $t$ .

Obviamente para poder resolver esta ecuación tenemos que hacer algunas simplificaciones. Una vez obtenida  $F$  podremos calcular la frecuencia de ionización  $\nu_i$  y con ella el campo de ruptura a partir de la condición  $\nu_i = D/\lambda^2$ .

Hipótesis significativas:

1. Se supondrá que las colisiones son suficientemente numerosas como para impedir cualquier dirección privilegiada en el mo-

vimiento individual de los electrones. Así la distribución de velocidades puede considerarse de simetría esférica en todo punto del espacio y podemos desarrollar la función  $F$  en armónicos esféricos (10). También desarrollaremos el término de colisiones, que modifica la función de distribución con la contribución de las colisiones elásticas e inelásticas.

2. Este procedimiento, de desarrollo en armónicos esféricos, da lugar a ecuaciones separadas, para las distintas componentes de la función de distribución. Supondremos una convergencia rápida de las series.

3. Se supone además que la mayoría de los problemas de distribución pueden aproximarse mediante soluciones estacionarias.

Las hipótesis 2 y 3 conducen a despreciar los términos de orden superior y las ecuaciones de las componentes de la función de distribución pueden reducirse a cuatro:

$$\frac{m}{M} \cdot \frac{2}{u^{1/2}} \frac{\partial}{\partial u} (u^{3/2} v_m F_1^0) - h\nu_c F_1^0 = \frac{v}{3} \left| \vec{v} \cdot F_1^0 + \frac{1}{2u} \frac{\partial}{\partial u} (u \vec{E}_p F_1^1) \right| \quad \text{I.31}$$

$$\vec{v} \cdot F_1^1 = - \frac{1}{u} \frac{\partial}{\partial u} (u \vec{E}_p \cdot F_1^0) \quad \text{I.32}$$

$$- v_m F_1^0 = v \vec{v} F_1^0 \quad \text{I.33}$$

$$- v_m F_1^1 = j\omega F_1^1 + v \vec{E}_p \frac{\partial F_1^0}{\partial u} \quad \text{I.34}$$

Donde  $F_n^m$  es el componente de la función  $F$ , de orden  $n$  en el espacio y de orden  $m$  en el tiempo,  $u$  es  $mv^2/2e$ ,  $v$  la velocidad y  $E_p$  el valor de pico del campo eléctrico de frecuencia  $\omega/2\pi$ . La variable  $u$  tiene unidades de energía dividida por carga, es decir de voltaje.

Las ecuaciones I.31-I.34 pueden combinarse para obtener  $F_0$ , que es función del espacio y de la velocidad. Por otra parte, la variación espacial, en la ecuación resultante, aparece solamente en el operador laplaciano. Así, si escribimos  $F_0(u, x, y, z) = f(u) \cdot g(x, y, z)$ , podremos separar la variación espacial y sustituir, simplemente,  $v^2$  por  $\frac{1}{\Lambda^2}$ , donde  $\Lambda$  resultará ser la longitud característica de difusión, definida en I.6. Si sustituimos, además,  $E_p^2/2$  por  $E^2$ , entonces la ecuación para la componente  $f$ , dependiente de la energía, del término simétrico de la función de distribución es:

$$\frac{2e}{3m} \frac{E^2}{u^{1/2}} \frac{d}{dv} \left( \frac{u^{3/2} v_m}{v_m + \omega} \right) \cdot \frac{df}{du} + \frac{2m}{M u^{1/2}} \frac{d}{du} (u^{3/2} v_m f) =$$

$$= (h v_c + \frac{2eu}{3m v_m \Lambda^2}) f \quad \text{I.35}$$

donde  $v_c$  y  $v_m$  son las frecuencias de colisión y  $h$  es la eficiencia de los procesos de colisión inelástica, definida en I.B.1, que incluye el efecto de excitación, ionización, captura y recombinación.

Al conocer la forma de variación de las frecuencias de colisión  $v_c$  y  $v_m$  con la energía se podría resolver la ecuación I.35. Una vez obtenida la función de distribución, la teoría de los gases nos permitirá calcular todas las propiedades eléctricas de la descarga.

En la ecuación I.35, el primer término representa el número de partículas que adquieren un rango dado de energía por unidad de tiempo, mientras que los otros tres términos representan las pérdidas por colisiones elásticas, inelásticas y difusión. El primer término puede también interpretarse como una medida de la

energía eléctrica transferida, del campo a los electrones, mientras los otros tres términos representan la pérdida de energía de los electrones, mediante colisiones elásticas, inelásticas y difusión respectivamente.

Frecuencia de colisión independiente de la energía:

Es evidente, a la vista de la ecuación I.35, que una solución de la misma será en general muy complicada. Pero hay un caso especial con solución analítica, que es aplicable a algunas situaciones prácticas. Este se presenta cuando las frecuencias de colisión electrónica  $\nu_c$  y  $\nu_m$  son independientes de la energía. En la figura 3 puede verse que ese es el caso para

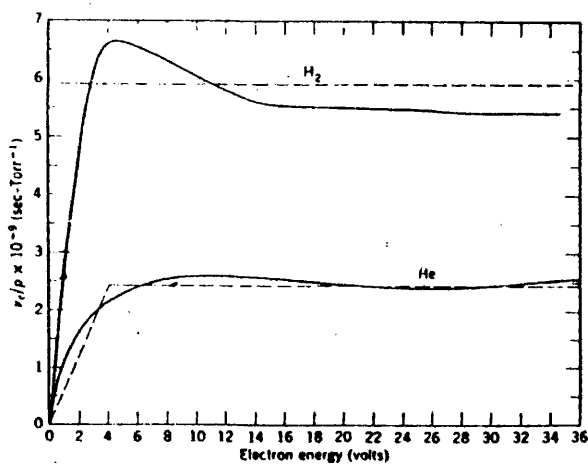


Figura 3. Variación del cociente  $\nu_c/p$  con la energía electrónica (Ref. 5).

el helio y el hidrógeno en un rango considerable de energías, en particular, en la parte del intervalo de energías que es de interés en los problemas de disrupción.

Como ilustración vamos a esbozar el método de resolución de

la ecuación I.35, que nos permite calcular la distribución electrónica de velocidades y predecir el campo de ruptura, para este caso particular. Los detalles del cálculo pueden verse en (5).

Definiendo un campo efectivo  $E_e$  mediante la ecuación

$$E_e^2 = E^2 / (1 + \omega^2 / \nu_m^2) \quad \text{I.36}$$

si se convierte la variable independiente  $w$  en la adimensional:

$$w = \frac{3m}{M} \cdot \frac{m}{3} \cdot \frac{\nu_m^2}{E_e^2} u$$

la ecuación I.35 se convierte en

$$\frac{1}{w^{1/2}} \cdot \frac{d}{dw} \left| w^{3/2} \left( \frac{df}{dw} + f \right) \right| = f(uh + \eta^2 w) \quad \text{I.37}$$

donde

$$\mu = \frac{M}{2m} \cdot \frac{\nu_c}{\nu_m} \quad \text{y} \quad \eta = \frac{e}{m} \cdot \frac{M}{3m} \cdot \frac{E_e \Lambda}{\nu_m \Lambda^2}$$

Haciendo  $\delta^2 = 1/(1+4\eta^2)$  y  $y = w/\delta$  y definiendo la nueva variable dependiente  $g = f \exp \left| (1+\delta)y/2 \right|$  en I.37, se obtiene la ecuación

$$y \cdot \frac{d^2 g}{dy^2} + \frac{dg}{dy} \left( \frac{3}{2} - y \right) - g \cdot (\alpha + \mu h \delta) = 0 \quad \text{I.38}$$

donde  $\alpha = \frac{3}{4} (1-\delta)$

El término  $h$  es la eficiencia de las colisiones inelásticas. Cuando la energía electrónica es superior al nivel de excitación el término  $h$  tiene que ser tenido en cuenta. Hay sin embargo una situación afortunada que nos permitirá el cálculo de  $f$  en la mezcla de gases conocida por Heg. El nivel más bajo de excitación del helio ocurre a 19,8 V y es metastable, esto es, tiene un

tiempo de vida del orden de milisegundos, en vez de nanosegundos como sería en un nivel de excitación normal. Durante un milisegundo, un átomo puede colisionar miles de veces con otro átomo, para las concentraciones que nos ocupan. Así si hay una parte de mercurio por mil de helio, un átomo metastable de helio podrá colisionar varias veces con los átomos de mercurio durante su tiempo de vida. Cuando tiene lugar una colisión entre un átomo metastable de helio y un átomo de mercurio, existe gran probabilidad de que algo de la energía interna del átomo metastable se transfiera al átomo de mercurio y lo ionice. Se puede ajustar la concentración relativa de los dos gases de tal forma que ocurran bastantes colisiones entre átomos, durante el tiempo de vida del metastable, para asegurar que toda colisión inelástica en el gas tiene como resultado una ionización. La cantidad de mercurio utilizada es tan pequeña que la mezcla se comporta como si fuera sólo helio en lo que concierne a las colisiones elásticas. En resumen, la mezcla HeHg es un gas, que posee una frecuencia de colisión electrónica independiente de la energía, en el cual no hay excitaciones pues todos los electrones que alcanzan energías de 19,8 eV producen una ionización y difícilmente habrá electrones con energías superiores.

Estas circunstancias nos van a permitir resolver la ecuación I.38 y obtener una expresión para el campo de ruptura que se podrá comparar con los resultados experimentales. Cuando  $h$  es cero, teniendo en cuenta la relación entre  $f$  y  $g$  obtenemos

$$f = A \exp \left[ \left( \frac{3}{2} \alpha - 1 \right) y \right] \cdot \left[ M\left(\alpha; \frac{3}{2}; y\right) + CW\left(\alpha; \frac{3}{2}; y\right) \right] \quad \text{I.39}$$

donde  $M(\alpha; \gamma; y)$  y  $W(\alpha; \gamma; y)$  son las soluciones independientes de la ecuación hipergeométrica a que se reduce la I.38.  $A$  y  $C$  son constantes a determinar mediante las condiciones de contorno.

En nuestro caso podemos expresar  $W$  en términos de  $M$  (debido

a que  $\gamma$  es constante) y su valor es  $y^{-1/2} M(\alpha - \frac{1}{2}; \frac{1}{2}; \gamma)$ .

La función de distribución se hará cero para los valores superiores a 19,8 V que para este gas es, en la práctica, el voltaje de ionización, así si llamamos  $u_i$  al valor de  $u$  para este voltaje y  $y_i$  al correspondiente de  $y$  podemos encontrar  $C$  inmediatamente:

$$C = -y_i^{1/2} \cdot M(\alpha; 3/2; y_i) / M(\alpha - 1/2; 1/2; y_i) \quad \text{I.40}$$

Las ecuaciones I.39 e I.40 describen la función de distribución completamente, por lo que podremos obtener el campo de dispersión de la descarga.

La condición de ruptura exige que la producción de electrones por ionización sea igual a la pérdida por difusión.

El número de colisiones ionizantes puede calcularse en el Heg como el número de colisiones inelásticas. Estas, según la teoría cinética, son:

$$nv_i = 4\pi \frac{e}{m} \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2} \int_0^\infty h_i v_c u^{1/2} f du \quad \text{I.41}$$

Hay una dificultad en este cálculo por el hecho de que  $h_i$  es cero para  $u < u_i$  y por otra parte  $f$  es cero para  $u > u_i$ . Sin embargo podemos considerar el rango de integración desde  $u_i - \epsilon$  hasta infinito y hacer que  $f$  se anule en  $u_i + \epsilon$ . Integrando por partes y haciendo luego que  $\epsilon$  tienda a cero se obtiene

$$nv_i = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{2e}{m}\right)^{5/2} \cdot \frac{E_e^2}{v_m} (u^{3/2} \frac{df}{du})_{u_i} \quad \text{I.42}$$

El coeficiente de difusión se define en la teoría cinética de gases (4) como el valor medio de un tercio del cuadrado de la velocidad dividido por la frecuencia de colisión. Esto conduce

a la ecuación

$$nD = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{2e}{m}\right)^{5/2} \int_0^{u_i} \frac{fu^{3/2}}{v_c} du \quad \text{I.43}$$

Después de una serie de manipulaciones matemáticas, que no reproduciremos, puede mostrarse que dividiendo I.43 por I.42 se tiene

$$\frac{D}{\Lambda^2} = v_i \cdot \left[ M\left(\alpha; \frac{3}{2}; Y_i\right) \cdot \exp\left(-\frac{3}{2}\alpha Y_i\right) - 1 \right] \quad \text{I.44}$$

La condición de ruptura  $\frac{D}{\Lambda^2} = v_i$  se cumplirá siempre que

$$M\left(\alpha; \frac{3}{2}; Y_i\right) = 2 \cdot \exp\left(\frac{2}{3}\alpha Y_i\right) \quad \text{I.45}$$

donde

$$\alpha = \frac{3}{4} (1-\delta)$$

$$\delta = \left| 1 + \left| 2,24 (E_e/p)^2 / (p\Lambda)^2 \right| \right|^{-1/2}$$

$$Y_i = 1,34 u_i / \delta (E_e/p)^2$$

La condición I.45 puede ser refinada, haciendo correcciones a las dos suposiciones indicadas en este análisis. Si se tiene en cuenta que la frecuencia de colisión no es independiente de la energía, en todo el rango de valores de ésta, sino que hay una variación lineal para bajas energías, como se ilustró en la figura 3, el cálculo muestra (8) que los resultados varían muy poco. También puede considerarse que a presiones bajas la energía media ganada entre colisiones es más alta y, en algunos casos, los electrones ganarán energías que exceden los 19,8 V. en uno o dos voltios, antes de producirse la ionización. Esto introduce algu

na modificación, a bajas presiones, en el campo obtenido mediante la ecuación I.44, complicándose el cálculo considerablemente (9).

Resultados experimentales:

En la figura 4 puede verse la comparación entre el campo eléctrico de ruptura, obtenido mediante I.44, con las correcciones indicadas y los resultados experimentales para el Heg.

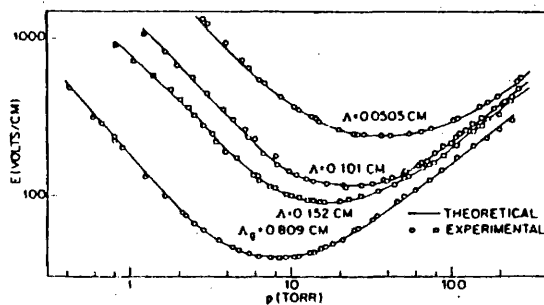


Figura 4. Campo de ruptura en el Heg (Ref. 3).

Hay que resaltar que en la presente teoría no hay parámetros ajustables y que el acuerdo con los resultados experimentales es satisfactorio, lo cual indica que los fenómenos descritos proporcionan una imagen exacta del proceso de ruptura en las descargas-microondas.

Los gases para los que puede realizarse el cálculo del campo de ruptura son helio, Heg e hidrógeno, para los cuales la frecuencia de colisión es independiente de la energía en un amplio rango de valores.

En la figura 5 puede verse la comparación entre teoría y experiencia, en el caso del hidrógeno, representado en términos

de  $E_e \lambda$  frente a  $p\lambda$ . En la figura 6 se ha representado lo mismo para el helio. En ambos casos el acuerdo entre teoría y experiencia es muy satisfactorio. El cálculo detallado puede verse en (9) y (12).

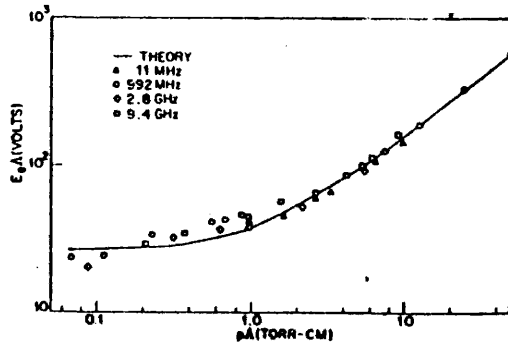


Figura 5. Campo de ruptura en hidrógeno (Ref. 3)

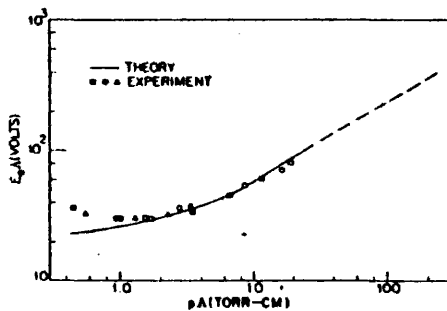


Figura 6. Campo de ruptura en helio (Ref. 3)

#### I.B.4 Límite de validez de la teoría de la disrupción "controlada por difusión"

En el estudio de la condición de disrupción hemos usado la teoría de difusión, que es válida en ciertas condicio-

nes. Vamos a analizar, a continuación, cuáles son sus límites de aplicabilidad y los representaremos gráficamente, en términos de las variables que en la práctica se utilizan. Se ha visto, en I.B.1, que los fenómenos de ruptura dependen del potencial de ionización del gas  $U_i$ , del recorrido libre medio  $l$ , de la longitud de onda  $\lambda$  y de la longitud de difusión  $\Lambda$ . Un análisis dimensional del problema muestra, sin embargo, que tres variables adimensionales independientes son suficientes para representar los fenómenos de disrupción. Un posible conjunto de tales variables sería  $E\Lambda/U_i$ ,  $\lambda/l$ ,  $\Lambda/l$ , sin embargo en la práctica es más conveniente usar variables dimensionales. Para cada gas el potencial de ionización es constante y el recorrido libre medio es aproximadamente proporcional a  $1/p$ , por ello un conjunto apropiado de tales variables es el siguiente:

$$E\Lambda, p\lambda, p\Lambda$$

Su ventaja está en que  $p, \Lambda$  y  $\lambda$  son los parámetros independientes, experimentales, que determinan la variable dependiente  $E$ , es decir el campo de ruptura experimental.

Los límites impuestos por la teoría de difusión se representarán en el plano  $p\Lambda$ - $p\lambda$ , en la figura 7.

Límite de uniformidad del campo eléctrico:

En el análisis de la ecuación de Boltzmann y de la disrupción, se ha considerado que el campo eléctrico es uniforme. Si el campo en el volumen que se estudia, no fuera uniforme, los electrones de regiones distintas se difundirían a ritmos diferentes adquiriendo energía en proporciones diversas. Cuando la frecuencia es baja la longitud de onda es grande, en comparación con las dimensiones del dispositivo experimental, y no hay problema en suponer que el campo eléctrico es uniforme. A frecuencias de microondas la longitud de onda es comparable con las dimensiones de los

tubos experimentales, existiendo un límite para sus dimensiones, que garantiza la validez de la hipótesis de campo uniforme. Generalmente se toma como valor límite para las dimensiones del contenedor la mitad de la longitud de onda. Si las dimensiones vienen representadas por  $\pi\lambda$ , la condición será  $\frac{\lambda}{2} = \pi\lambda$ . En términos de las variables que hemos escogido nos queda

$$p\lambda = 2\pi(p\lambda) \quad \text{I.46}$$

Esta línea aparece en la figura 7 con la denominación "límite del campo uniforme". Representa realmente el límite para nuestra posibilidad de calcular una longitud característica de difusión con algún significado físico. Si tenemos un contenedor con gas en el que hay un campo eléctrico variable, la ruptura tendrá lugar en una pequeña fracción del volumen y la difusión de los electrones desde esta región influirá en el valor del campo de ruptura tanto como la difusión hacia las paredes.

Límite del recorrido libre medio:

Si el recorrido libre medio se hace mayor o del orden de las dimensiones del contenedor, es decir si  $l > \lambda$ , el concepto de difusión deja de tener significado. Este límite puede escribirse en términos de las variables escogidas

$$p\lambda = pl = \frac{1}{P_c} \quad \text{I.47}$$

donde  $P_c$  es la probabilidad de colisión, definida anteriormente. Para hacer una estimación del límite, se considera el caso del hidrógeno, en el que la energía media de los electrones es de al rededor de un tercio del potencial de ionización, esto es, 5 Voltios. Se obtiene así (5) un valor aproximado de  $P_c$  de  $45 \text{ (cm} \cdot \text{Torri)}^{-1}$ . Este valor, sustituido en la condición límite, nos ha proporcionado la línea horizontal de la figura 7.

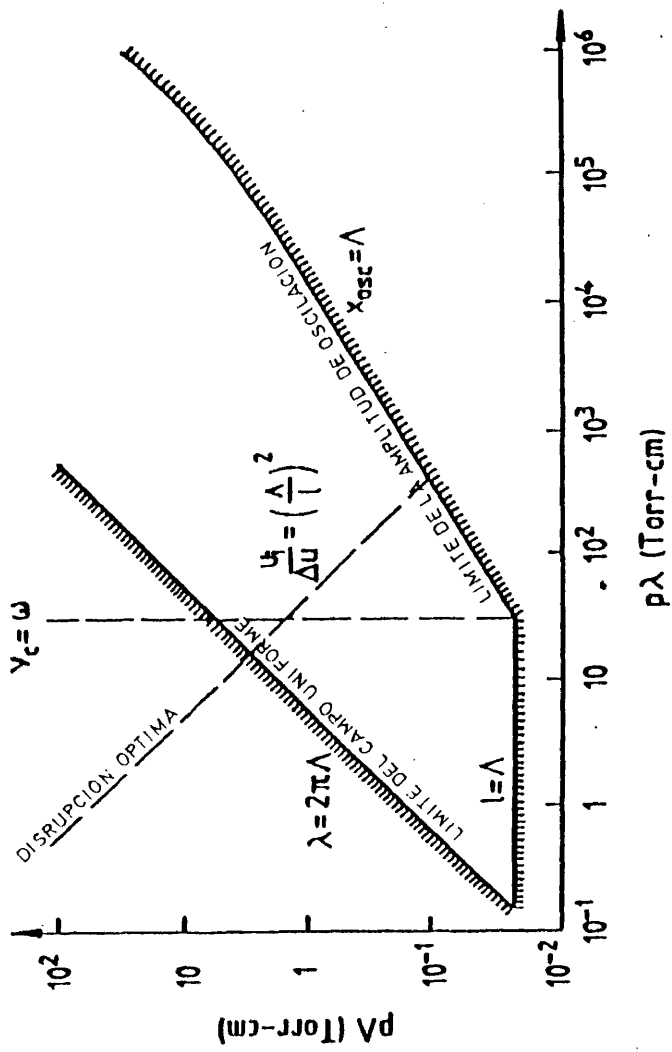


Figura 7. Límites de aplicabilidad de la teoría de disrupción controlada por difusión. (Ref. 5)

Límite de la amplitud de oscilación:

Si la amplitud del campo eléctrico es suficientemente grande o la frecuencia lo bastante baja, los electrones pueden recorrer completamente la dimensión transversal del tubo, que contiene la descarga, en medio período y colisionar con sus paredes. El fenómeno depende de la presión, del campo eléctrico y del tamaño del tubo. Cuando esto ocurre, el primer término  $F_0^1$ , del desarrollo temporal de la función de distribución  $F$ , no es ya despreciable y la hipótesis de convergencia rápida de las series deja de ser válida. El límite se obtiene cuando la amplitud de oscilación se iguala a la longitud de difusión.

En un campo eléctrico  $E = E_0 \text{ sen } \omega t$  el desplazamiento  $x$  de los electrones puede escribirse

$$x = \frac{eE_0}{m\omega v_c} \text{ sen } \omega t \quad \text{I.48}$$

La condición límite es por lo tanto:

$$\frac{eE_0}{m\omega v_c} = \lambda \quad \text{I.49}$$

En términos de las variables escogidas queda, para el caso del hidrógeno

$$p\lambda = 2\pi \cdot 10^5 \frac{p\lambda}{E/p} \quad \text{I.50}$$

Esta condición límite es más complicada que las anteriores al involucrar al campo eléctrico junto con  $p\lambda$  y  $p\lambda$ . Cuando los valores del campo de disrupción son conocidos, para los correspondientes valores de  $p\lambda$  y  $p\lambda$ , puede obtenerse una curva que relaciona  $p\lambda$  y  $p\lambda$  consistente con la ecuación I.50. Así se ha obtenido, para el hidrógeno, la recta que se ilustra en la figura 7 con la denomi-

nación "límite de la amplitud de oscilación".

Transición del funcionamiento de baja presión al de presión alta:

Aunque la frecuencia con que los electrones colisionan con los átomos es grande, el uso de frecuencias de microondas hace conveniente el estudio de los fenómenos que aparecen cuando la frecuencia del campo eléctrico aplicada es mucho mayor que la frecuencia de colisión. La transición de los fenómenos en los que hay muchas colisiones por cada oscilación del campo a aquellos en los que hay muchas oscilaciones por cada colisión con átomos del gas, es importante y ocurre cuando  $v_c = \omega$ . Esta se ha representado en la figura 7 para el caso del hidrógeno ( $v_c$  es aproximadamente  $5,9 \cdot 10^9$  p) en el que puede expresarse en términos de  $p\lambda$  como

$$p\lambda = 32 \text{ (cm-Torr)}$$

I.51

Disrupción óptima:

Como se vió en I.B.2, para el He<sub>g</sub>, el campo eléctrico de ruptura varía de forma diferente con la presión, a cada lado de la transición  $v_c = \omega$ . Para presiones superiores a las de esta transición, el campo de ruptura aumenta con la presión, mientras que para valores inferiores el campo disminuye cuando la presión aumenta. Estos dos comportamientos pueden explicarse fácilmente. A presiones bajas el electrón oscila en desfase con el campo, la mayor dificultad de las colisiones disminuye la transferencia de energía, necesiándose por ello mayores campos para la disrupción a medida que la presión disminuye. En la región de altas presiones la eficacia en la transferencia de energía es alta pero aumentando la presión se incrementa el número de colisiones y ello hace que la cantidad de energía perdida en colisiones elásticas sea significativa, con lo cual el campo de disrupción aumenta al aumentar la presión.

Para el hidrógeno el campo de ruptura a altas presiones resul

ta ser (5) prácticamente independiente de la frecuencia y de la longitud característica de difusión y puede expresarse por

$$E = 10p \quad \text{I.52}$$

Para las presiones muy bajas, la disrupción tendrá lugar si, en promedio, se produce un nuevo electrón por ionización por cada uno que se difunda hacia las paredes. Así, el número de colisiones que un electrón tenga que efectuar para ionizar, debe ser igual al número de colisiones que se produzcan al difundirse.

Puesto que el campo eléctrico que consideramos es de frecuencia muy alta  $\omega \gg v_c$ , es útil hacer uso del concepto de campo efectivo para la transferencia de energía. La idea de un campo efectivo puede introducirse (13) de varias formas, para nuestro estudio habíamos definido  $E_e^2 = E^2 v_c^2 / (v_c^2 + \omega^2)$ . Esto significa que la eficacia del campo eléctrico para comunicar energía a los electrones se modifica mediante la cantidad  $v_c^2 / (v_c^2 + \omega^2)$ . Hay que resaltar que  $v_c$  es función de la velocidad y la expresión  $v_c^2 / (v_c^2 + \omega^2)$  está implicada en una ecuación diferencial. En el caso en que la frecuencia de colisión se considere independiente de la energía, la idea de campo efectivo tiene mucha utilidad.

En lo que se refiere a la condición de ruptura, la energía  $\Delta u$  que gana el electrón, en promedio, entre dos colisiones viene dada por

$$\Delta u = \left\langle \frac{m}{2e} (\Delta v^2) \right\rangle \quad \text{I.53}$$

expresada en unidades de voltaje. El incremento en el cuadrado de la velocidad es, en promedio,

$$\langle \Delta v^2 \rangle = \left\langle \left( \frac{E_e e}{m} \right)^2 (\Delta t)^2 \right\rangle \quad \text{I.54}$$

donde  $\Delta t$  es el tiempo que transcurre entre colisiones. El valor medio de  $(\Delta t)^2$  es  $2/v_c^2$ , con lo que el incremento de energía entre colisiones podrá expresarse:

$$\Delta u = \frac{E_e^2}{mv_c^2} \quad \text{I.55}$$

Dividiendo la energía necesaria para producir una ionización, entre  $\Delta u$ , obtenemos el número de colisiones que se requieren para que el electrón produzca una ionización. Por otra parte, el número de colisiones necesarias, en promedio, para que un electrón se difunda hacia las paredes, es un problema resuelto por la teoría cinética clásica, ya que el valor medio del cuadrado de la distancia  $\xi$  recorrida en  $N$  colisiones viene dado en (14) por

$$\langle \xi^2 \rangle = 2l^2 N/3 \quad \text{I.56}$$

Si hacemos  $\xi$  igual a la longitud característica de difusión  $\lambda$ , obtendremos el número de colisiones necesarias para que un electrón se difunda hacia las paredes

$$\frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda^2}{l^2} = N \quad \text{I.57}$$

La condición de disrupción se expresa entonces

$$\frac{mU_i v_c^2}{E_e^2} = \frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda^2}{l^2} \quad \text{I.58}$$

En el caso del hidrógeno y teniendo en cuenta que  $\omega^2 \gg v_c^2$  se obtiene como campo de ruptura

$$E \approx \frac{550}{p\lambda\lambda} \quad \text{I.59}$$

Para obtener esta expresión se ha tomado como valor de 1 el correspondiente a una energía electrónica próxima a la energía de ionización. Se considera así porque a bajas presiones la energía electrónica media es mucho más alta que a presiones altas, a las que las pérdidas por colisiones elásticas impiden a muchos electrones alcanzar energías importantes.

Las ecuaciones I.52 e I.59 son expresiones aproximadas que se harán tanto más exactas cuanto más nos alejemos de las presiones correspondientes a la transición  $v_c = \omega$ . Una estimación grosera del valor mínimo del campo de ruptura podría obtenerse mediante la intersección de esas dos rectas en un diagrama E-p. Combinando las dos ecuaciones podemos eliminar E y obtener

$$p\lambda = \frac{55}{p\lambda} \quad \text{I.60}$$

Esta condición señala el campo mínimo de ruptura y está representada en la figura 7 con la denominación "disrupción óptima".

En resumen, se puede modelizar en algunos casos el fenómeno que controla la disrupción por microondas, aunque la mayor parte de las veces no podemos describir exactamente las condiciones de ruptura. Sería por ello muy interesante que se iniciaran nuevos estudios teóricos para avanzar en este sentido. En cualquier caso hay que señalar que el modelo de Brown (7) mencionado anteriormente aporta una buena visión del fenómeno de la disrupción.

## I.C MANTENIMIENTO DE LA DESCARGA

### I.C.1 Condición de mantenimiento. Balance energético.

El campo eléctrico necesario para provocar la disrupción de un gas es mucho mayor que el que se requiere para mantener la descarga una vez producida. Esto es consistente con el he

cho de que el coeficiente de difusión ambipolar (4) es mucho menor que el coeficiente de difusión libre y puesto que las concentraciones electrónicas después de la disrupción son bastante altas, las pérdidas de electrones se realizan por difusión ambipolar, así el campo eléctrico necesario para producir las ionizaciones, que compensen estas pérdidas, es menor que el de ruptura. El factor de reducción del campo varía con la naturaleza del gas y los parámetros experimentales. En la figura 8 puede verse cómo varía el campo eléctrico para densidades electrónicas  $n_0$  distintas, en el caso del hidrógeno. Las curvas se obtuvieron mediante el análisis teórico de Rose and Brown (15).

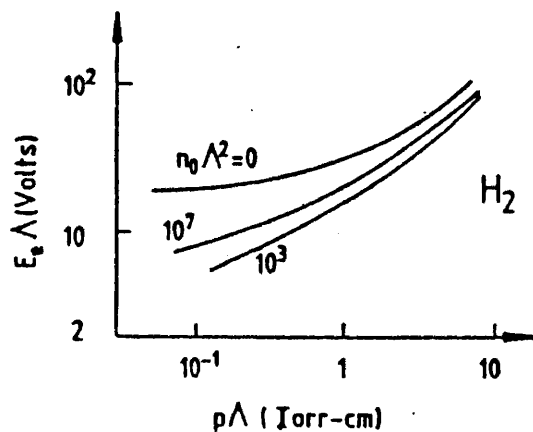


Figura 8. Campo eléctrico de mantenimiento para el hidrógeno (Ref. 15)

La teoría y las experiencias referentes al estado estacionario de las descargas presentan muchas dificultades especialmente para las concentraciones electrónicas más altas. Allis et al. (16) estudiaron la distribución de densidad electrónica, en el estado estacionario, de una descarga de helio por microondas. Ob-

tuvieron la distribución electrónica en una cavidad de microondas para distintas condiciones experimentales. Se calculó también el campo eléctrico y la frecuencia de ionización en el interior de la cavidad. Para el argon fueron Krasik et al. (17) quienes hicieron las medidas del campo de mantenimiento a 2,95 GHz, para distintas condiciones experimentales.

Para el análisis del mantenimiento de la descarga hay que estudiar la situación en que la energía absorbida al campo compense las pérdidas. Las condiciones de mantenimiento se impondrán en términos de los parámetros que permiten establecer el balance energético.

#### I.C.2 Mecanismos de pérdida de energía.

Los principales procesos de pérdida de energía, involucrados en las descargas-microondas, conciernen a los electrones, pues estos son los únicos que pueden ser acelerados por el campo electromagnético, al resultar los iones demasiado pesados.

La energía puede perderse por colisiones elásticas o inelásticas con los átomos del gas y por colisiones con las paredes. En las colisiones elásticas el electrón intercambia cierta energía cinética con el átomo pero, como ya dijimos, no hay cambio en su energía interna. Para la descripción de estas colisiones se ha usado el concepto de recorrido libre medio, el de frecuencia de colisión o el de sección eficaz de colisión. En cada colisión elástica, la fracción de energía cinética (18) que pierde el electrón es

$$\frac{2m}{M} (1 - \cos \chi) \quad \text{I.61}$$

donde  $\chi$  es el ángulo de desviación.

Las colisiones inelásticas se producen cuando el electrón que

choca con el átomo tiene una energía suficientemente alta, parte de la energía cinética del electrón es transformada en energía interna del átomo, que pasa a uno de sus estados excitados. Generalmente el átomo vuelve a su estado fundamental, enseguida, radiando energía. Algunos niveles de excitación son metastables y pueden existir durante tiempos del orden de milisegundos, antes de radiar la energía adquirida en la colisión. Cuando la energía del electrón que colisiona es superior al mínimo de energía necesaria para hacer perder un electrón al átomo, hay cierta probabilidad de que la colisión de lugar a una ionización.

La medida del número de colisiones que dan lugar a excitación presenta grandes dificultades, por ello son pocos los datos que se poseen de la eficiencia de excitación. La eficiencia de ionización es más fácilmente medible y Brown (7) ha obtenido gran número de resultados. En la figura 1 se mostraron los resultados de  $h_x$  y  $h_i$  correspondientes a cuatro gases.

Para hacer una estimación de las pérdidas de energía implicadas en los procesos citados tendremos que conocer:

- la temperatura electrónica,  $T_e$
- la frecuencia de colisión,  $\nu_c$
- el campo electromagnético en la descarga, lo cual implica la resolución de las ecuaciones de Maxwell.
- la distribución del campo y de la energía.

Si con estos datos determinamos las pérdidas de energía, necesitaremos aún establecer cuál es la energía transferida por el campo de microondas al plasma para poder realizar una modelización de la descarga. No sólo es necesario conocer la cantidad de energía absorbida sino también el modo en que esta energía se transfiere. Esto nos conduce a lo que será el objeto del apartado siguiente, la descripción de las estructuras de excitación del cam

po de microondas.

### I.C.3. Clasificación de las estructuras de microondas para la generación de plasmas.

Se trata aquí de hacer una clasificación de las estructuras de microondas que se usan más frecuentemente en la generación de plasmas.

Podemos considerar que hay tres tipos de sistemas: resonantes, propagantes y de absorción. Con respecto a cada uno de estos sistemas el plasma puede desempeñar dos papeles, o bien es una perturbación de la estructura de excitación o bien es lo que hace posible la excitación.

Sistemas resonantes:

Es el caso de una cavidad, en el interior de la cual se coloca la columna de plasma. Un ejemplo de tal sistema es el usado por Asmussen et al. (19). Como se ilustra en la figura 9 el tubo de plasma se encuentra centrado en el eje de la cavidad cilíndrica. Las bases del cilindro son por un lado un cortocircuito fijo y por el otro uno variable, que permite modificar las dimensiones de la cavidad.

Plasma considerado como perturbación del sistema:

La energía es acoplada al sistema por medio de la antena y el plasma representa una perturbación para la cavidad de resonancia cuya frecuencia en presencia del plasma es

$$f_{\text{res}}(\omega_p) = f_{\text{res}}(\omega_p = 0) + \Delta f \quad \text{I.62}$$

donde  $\Delta f$  es proporcional a la densidad electrónica  $n$ , siendo  $\omega_p$

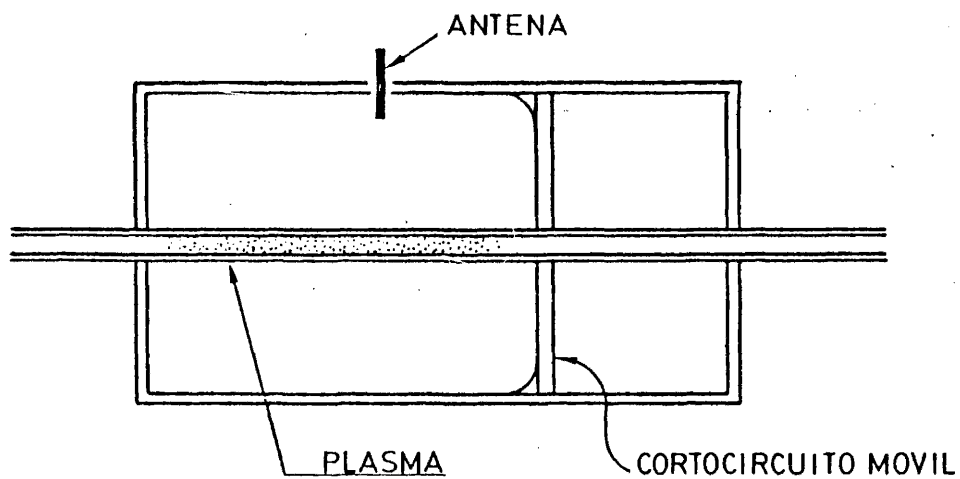


Figura 9. Esquema del dispositivo resonante utilizado por Asmussen et al. (Ref. 19).

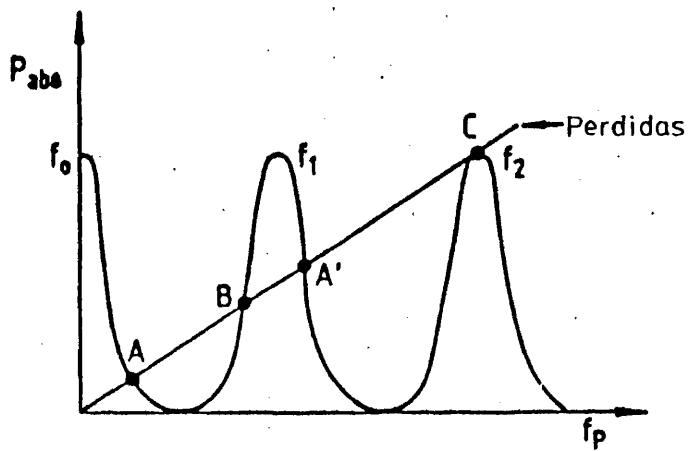


Figura 10. Variación de la potencia absorbida con la frecuencia de plasma (Ref. 48).

la frecuencia de plasma definida por  $\omega_p^2 = \frac{ne^2}{m\epsilon_0}$ , e la carga del electrón,  $m$  su masa y  $\epsilon_0$  la permitividad eléctrica del vacío.

Esta estructura permite la producción de descargas de dimensiones próximas a las de la cavidad, a presiones desde 0,1 Torr hasta la presión atmosférica. A presiones mayores el plasma queda localizado en la proximidad de la antena y su volumen es de  $1 \text{ cm}^3$  aproximadamente. La condición de mantenimiento de la descarga, viene dada por la igualdad entre la potencia absorbida y las pérdidas. La potencia absorbida puede expresarse

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{2} \text{Re} \int_V \sigma |E|^2 dV \quad \text{I.63}$$

siendo  $E$  la amplitud del campo eléctrico en el plasma cuyo volumen total es  $V$  y  $\sigma$  la conductividad del plasma que se relaciona con  $\epsilon_p$  mediante la expresión

$$1 + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon_0} = \epsilon_p \quad \text{I.64}$$

$\epsilon_p$  corresponde a la descripción dieléctrica del plasma en la que su comportamiento frente a una onda electromagnética de pulsación  $\omega$  queda caracterizado por la permitividad relativa de valor:

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad \text{I.65}$$

Para un valor fijo del campo eléctrico, la potencia absorbida depende de los procesos de atenuación y del acoplo entre los campos dentro y fuera del plasma. La variación de la potencia absorbida frente a la frecuencia del plasma sigue una curva de resonancia como la representada en la figura 10. En la misma figura se muestran las pérdidas, que corresponden a la línea recta. La intersección de ambas proporciona los puntos de operación (20).

En un punto como el B, la descarga es inestable porque al disminuir  $n$  disminuye la potencia absorbida y la descarga desaparece. En un punto como A la descarga es estable porque una disminución de  $n$  conduce a un aumento de la potencia absorbida. Así el plasma se mantiene con una densidad ligeramente superior a la de la resonancia. Si se excita la frecuencia de resonancia de la cavidad  $f_0$ , habrá ruptura del gas a partir de un umbral de potencia. Las densidades electrónicas que se obtienen habitualmente son pequeñas y la mayor parte de la potencia es reflejada. Para obtener plasmas de densidades mayores es posible aumentar la frecuencia de excitación  $f_0$  y con ello la densidad máxima es la del punto C. Otra forma de aumentar la densidad es variando la longitud de la cavidad.

Este tipo de descarga utiliza las resonancias propias de la cavidad. Es muy usada para lámparas espectrales por microondas y su principal desventaja consiste en las dificultades en el acople de la potencia cuando cambian los parámetros del plasma.

Plasma mantenido mediante una resonancia propia:

Un plasma limitado posee varias resonancias propias (21), una principal y varias secundarias, que están relacionadas con dos tipos de modos, modos con simetría par (acimutal, cuadropolar, etc.) y modos con simetría impar (dipolar, modos Tonks-Dattner, etc.). La frecuencia de estas resonancias puede escribirse

$$\omega_{res} = K \cdot \omega_p \quad \text{con} \quad 1 < K < 3 \quad \text{I.66}$$

Estas resonancias no tienen lugar si la densidad electrónica es cero y se estudian, con más detalle, en el capítulo IV de la presente Memoria. Nos limitaremos a señalar aquí simplemente que el plasma puede ser mantenido pero no creado por ellas.

Los principales estudios han sido realizados por Leprince(22)

y Messiaen and Vandenplas (23). Un ejemplo de tales sistemas es el mostrado en la figura 11. El tubo de plasma es introducido en una guía de ondas circular, usando un modo  $TE_{01}$ . El eje del tubo es perpendicular al campo eléctrico en la guía.

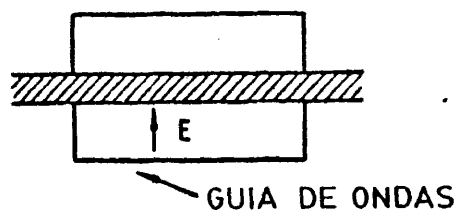


Figura 11. Estructura de excitación mediante resonancia propia del plasma.

#### Estructuras propagantes:

El plasma se considera una perturbación de la estructura cuando se utiliza, para su creación, un modo de propagación cuya existencia es independiente del plasma. Así se obtuvo el estudiado por Kampmann (24). Un generador de microondas excita, en una guía circular, el modo  $TE_{11}$ . En el centro de la guía se coloca el tubo de plasma cuyo eje coincide con el de la guía, produciéndose la descarga gracias a la energía de la onda electromagnética que se propaga. La descarga así creada, tiene una densidad que varía a lo largo de la columna. La desventaja de esta estructura es la poca eficacia en la transferencia de energía de la onda al plasma. Con ella se puede operar a bajas y medias presiones.

#### Plasma creado mediante un modo propio:

La estructura Surfatrón, que permite la obtención de una descarga mediante los modos propios del plasma, fue estudiada por Glaude et al. (25) y será descrita en el capítulo II. No obstante señalaremos aquí que en ella el plasma es creado mediante la

energía de un campo eléctrico para cuya propagación es imprescindible la existencia del plasma. La densidad electrónica en tales plasmas varía a lo largo de la columna y su valor se sitúa siempre por encima de un valor crítico  $n > n_c$ . El rango de frecuencias a que puede utilizarse esta estructura está entre 200 MHz y 2450 MHz, siendo las dimensiones las que imponen estos límites. El acoplo de energía obtenido puede elevarse hasta un 90% trabajando a presiones que van desde  $10^{-2}$  Torr hasta la presión atmosférica. Las propiedades de los modos-plasma permiten calcular el valor del campo eléctrico en la descarga, así como la frecuencia de colisión efectiva, como se verá en el capítulo II, lo cual hace que la obtención del balance energético en tales descargas sea mucho más factible que en el resto de las estructuras.

#### Sistemas de absorción:

##### Plasma como perturbación en una guía de ondas:

En estas estructuras el plasma se coloca en una guía rectangular y hace el papel de un obstáculo absorbente de potencia. Sólo una parte de la energía es absorbida y la guía tiene una carga adaptada al final. Así el plasma representa una impedancia compleja cuyo término resistivo es el debido a las colisiones.

En general la frecuencia de excitación en estos casos es mayor que la frecuencia de colisión y la densidad electrónica es menor que una densidad crítica  $n_c$ . Evidentemente la potencia absorbida por el plasma puede obtenerse de la relación:  $P_{abs} = P_{in} - P_{ref} - P_{trans}$ , donde  $P_{in}$ ,  $P_{ref}$  y  $P_{trans}$  son respectivamente la potencia incidente, reflejada y transmitida. Los únicos resultados disponibles en una estructura de este tipo son los publicados por Maksimov (26). Se opera en ella a presiones medias y al no poderse obtener los valores de la frecuencia de colisión y del campo eléctrico se hace difícil la obtención del

balance energético.

Plasma como impedancia de carga al final de la línea:

En este caso el plasma se comporta como una impedancia puramente resistiva que cierra la línea de propagación. En estas descargas la frecuencia de colisión y la de plasma son usualmente mayores que la frecuencia de excitación.

Una ilustración de tales estructuras es la representada en la figura 12. Aunque su aspecto es parecido al sistema que hemos llamado Surfatrón, el acoplo capacitivo de éste ha sido sustituido aquí por un cortocircuito y el tubo dieléctrico que contiene el gas, por un tubo metálico que es simultáneamente el tubo interior de un sistema coaxial. El flujo del gas (argón o helio) puede pasar a través de este tubo y al final del mismo

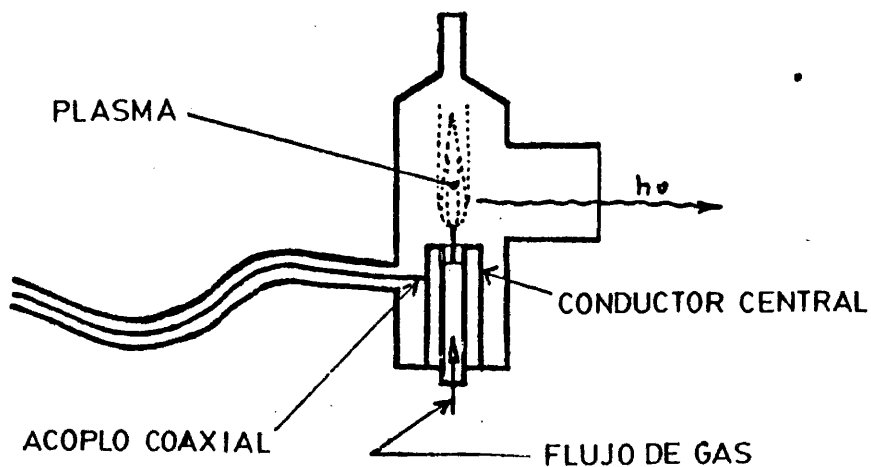


Figura 12. Estructura en la que el plasma representa la impedancia de carga al final de la guía.

se produce la llama. El acoplo del sistema se obtiene moviendo la estructura cilíndrica. La energía transferida ha llegado a ser hasta del 90%, a 2450 MHz, con una potencia incidente de 1 Kw. Por ello hay que tomar precauciones en lo que se refiere a la energía radiada. Esta estructura ha sido puesta a punto por el equipo de P. Leprince del Laboratoire de Physique des Plasmas de Orsay.

El rango de presiones al que se opera va de unas pocas decenas de Torr hasta la presión atmosférica y por el momento no se ha podido obtener el balance energético de esta estructura.

#### I.D DESINTEGRACION DEL PLASMA. POSTDESCARGA.

Cuando cesa el suministro de energía al gas, es decir deja de aplicarse el campo eléctrico, nos encontramos con una mezcla de electrones, iones y moléculas excitadas que están presentes en el gas neutro. La energía empleada durante el mantenimiento de la descarga, en la ionización del gas neutro y la excitación de las especies metastables, se pierde ahora mediante procesos radiativos y de colisión (los tiempos de relajación van desde unos microsegundos hasta algunos milisegundos). En muchos casos, aunque los procesos macroscópicos son lentos, los microscópicos son muy rápidos y se mantiene un quasiequilibrio.

Debido a la falta total de reactividad de los gases nobles en su configuración electrónica fundamental, el estado final de una postdescarga, en un gas noble, es idéntico al inicial anterior a la descarga, es decir que la relajación es completa. Sin embargo, como veremos, los detalles de los procesos de transferencia de energía que conducen a una relajación total son bastante complicados, aunque los procesos generales empiezan a ser comprendidos.

Colisiones elásticas:

Como dijimos en I.B.1 las colisiones elásticas de los electrones con los átomos del gas pueden ser estudiadas en términos de la sección eficaz total de colisión  $\sigma_0$ . La fracción de energía y de cantidad de movimiento perdida por el electrón en una colisión elástica depende de la desviación que experimenta. Para estudiar la relajación de energía debida a estas colisiones, que tiene lugar en la postdescarga, es conveniente hacer uso del concepto de sección eficaz para el transporte de la cantidad de movimiento  $\sigma_1$  definida en I.9. A partir de ésta se obtiene la frecuencia de colisión para el transporte de cantidad de movimiento  $\bar{\nu}_m$  definida como

$$\bar{\nu}_m = N \cdot \sigma_1 \cdot v \quad \text{I.67}$$

donde  $N$  es la densidad de átomos neutros del gas y  $v$  la velocidad del electrón. Cuando la función de distribución es Maxwelliana, y así será en nuestro caso, podemos obtener la frecuencia de colisión efectiva integrando en el espacio de las velocidades.

$$\bar{\nu}_m(T_e) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT_e}\right)^{3/2} N \int_0^\infty v^3 \sigma_1(v) \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT_e}\right) dv \quad \text{I.68}$$

donde se ha utilizado la expresión de la función de distribución Maxwelliana (4). Siendo  $K$  la constante de Boltzmann y  $T_e$  la temperatura electrónica. La magnitud  $\bar{\nu}_m$  se conoce como frecuencia de colisión electrón-neutro, es de carácter macroscópico puesto que representa el promedio sobre todas las velocidades y es a la que se tiene acceso experimentalmente.

La frecuencia de relajación de la energía será (27)

$$\bar{\nu}_{EN} = \frac{2m}{M} \bar{\nu}_m \quad \text{I.69}$$

y podemos por tanto definir un tiempo de relajación  $\tau_{EN}$

$$\tau_{EN} = \left( \frac{2m}{M} \bar{v}_m \right)^{-1} \quad \text{I.70}$$

que nos indica la lentitud con que se pierde la energía electrónica, sobre las moléculas neutras del gas.

Veamos ahora la eficacia en la transferencia de energía en las colisiones electrón-ión y electrón-electrón.

La interacción de las partículas cargadas en un plasma es debida al potencial de Coulomb apantallado (27). En la postdescarga, donde los iones están cargados positivamente una vez, la frecuencia de colisión efectiva para la transferencia de momento es:

$$\nu_{ei} = \frac{4}{3} \left( \frac{2\pi}{m} \right)^{1/2} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{n}{(kT_e)^{3/2}} \ln(\Lambda_c) \quad \text{I.71}$$

donde  $\Lambda_c$  es el llamado logaritmo de Coulomb, que es una función de la temperatura electrónica  $T_e$  y de la densidad  $n$ .

$$\ln(\Lambda_c) = \ln \left[ \frac{12\pi}{n^{1/2}} \left( \frac{\epsilon_0 kT_e}{e^2} \right)^{3/2} \right] \quad \text{I.72}$$

El logaritmo de Coulomb es igual a 6,5 en las condiciones típicas de postdescarga ( $n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 300^\circ\text{K}$ ). La frecuencia para la transferencia de energía será  $\frac{2m}{M} \nu_{ei}$  donde  $M$  será la masa del ión.

La frecuencia de colisión entre electrones  $\nu_{ee}$  es igual a  $\nu_{ei}$ , pero debido a la razón de masas, el intercambio de energía entre electrones es mucho más rápido que entre electrones e iones. Por el contrario la relajación ión-ión y átomo neutro-ión es muy eficaz ya que la razón entre las masas es la unidad. Cuando la ener

gía total en la descarga sea suficientemente baja se podrá asumir  $T_i = T_0 = T_{\text{pared}}$ . Como la transferencia entre los electrones y las partículas neutras es mucho más lenta, la energía media de los electrones caracterizada por su temperatura  $T_e$  será muy superior a  $T_0$ . Debido a que los electrones interactúan en gran parte entre ellos, y mucho más lentamente con las partículas pesadas, es razonable suponer que poseen una distribución maxwelliana a la temperatura  $T_e$ .

Colisiones inelásticas:

Las excitaciones y colisiones ionizantes de los electrones con los átomos del gas son prácticamente despreciables en la postdescarga, donde sólo una fracción muy pequeña de la población electrónica tiene una energía superior a los niveles de excitación o ionización.

Difusión de partículas hacia las paredes:

La ecuación de conservación del número de partículas I.3 en la situación de postdescarga toma la forma:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - D_a \nabla^2 n - p_{ei} n n_i - k v_{ep} n \quad \text{I.73}$$

donde el término  $P$ , de razón neta de producción o pérdida de electrones de I.3, ha dado lugar aquí al término  $p_{ei} n n_i$ , de recombinación entre electrones e iones, caracterizado por el coeficiente  $p_{ei}$  y al de captura de electrones libres por moléculas neutras  $N$  con formación de iones negativos, siendo  $k$  la probabilidad de captura y  $v_{ep}$  proporcional a  $N$ .

$D_a$  es el coeficiente de difusión ambipolar (4) cuyo significado físico vamos a aclarar antes de proceder a la resolución de la ecuación I.73.

Si los iones y los electrones se difundieran de forma independiente hacia las paredes del contenedor de la descarga, se crearía un exceso de carga positiva en determinadas zonas debido a la mayor rapidez de los electrones. Esto violaría la neutralidad de carga que es característica principal de un plasma. La carga presente crearía un campo de Coulomb que aceleraría a los iones y frenaría a los electrones, dando lugar a un régimen de difusión en que los electrones y los iones se desplazan a la misma velocidad y donde la igualdad  $n = n_i$  se verifica, esto es lo que se llama difusión ambipolar. La expresión del coeficiente de difusión ambipolar se obtiene en (4) y puede escribirse en términos de las temperaturas electrónica  $T_e$  e iónica  $T_i$  como:

$$D_a = \frac{K(T_e + T_i)}{e} \mu_i \quad \text{I.74}$$

donde  $\mu_i$  es el coeficiente de movilidad iónica.

La difusión deja de ser ambipolar cuando la densidad electrónica es muy baja y la neutralidad de carga no se cumple, lo cual es muy poco probable en las postdescargas frecuentes en el laboratorio.

Debido a que los términos de recombinación y captura que aparecen en I.73 son despreciables en comparación con el término de difusión, tendremos como ecuación de continuidad en la postdescarga:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_a \nabla^2 n \quad \text{I.75}$$

siendo  $n$  función de la posición  $\vec{r}$  y del tiempo  $t$ . Dada la distribución inicial de la densidad electrónica  $n(\vec{r}, t=0)$  y las condiciones de contorno,  $n=0$  en las paredes, la ecuación diferencial I.75 puede resolverse suponiendo constante y uniforme la temperatura  $T_e$  implicada en el coeficiente  $D_a$ . Para ello es cómodo bus-

car las funciones propias del operador  $D_a \nabla^2 n$  que verifiquen

$$D_a \nabla^2 n = - \nu n \quad \text{I.76}$$

$n = 0$  en las paredes del recipiente.

Este sistema define una serie de funciones propias  $n_j(\vec{r})$  con los correspondientes valores propios positivos  $\nu_j$ . Los modos propios permiten estudiar de forma general la evolución de la densidad electrónica en la postdescarga, conocida la repartición en el instante inicial. En efecto, la repartición de la densidad electrónica en un instante  $t$  puede desarrollarse como una serie de términos, de la forma:

$$n(\vec{r}, t) = \sum_j a_j(t) n_j(\vec{r}) \quad \text{I.77}$$

Sustituido este desarrollo en I.75 se puede obtener, gracias a la ortogonalidad de  $n_j$ , el sistema:

$$\frac{\partial a_j}{\partial t} = - \nu_j a_j \quad \text{I.78}$$

cuya solución es

$$a_j(t) = a_j(0) e^{-\nu_j t} \quad \text{I.79}$$

Donde  $\nu_j$  pueden interpretarse como las frecuencias de relajación, de los modos propios, por difusión. El modo fundamental es el de menor  $\nu_j$  por ser el que se amortigua más lentamente. Para cada modo de difusión tenemos

$$\frac{\nabla^2 n_j}{n_j} = \frac{-\nu_j}{D_a} \quad \text{I.80}$$

$n_j = 0$  en las paredes del recipiente.

$$\text{Llamaremos } \frac{1}{\lambda_j^2} = \frac{v_j}{D_a} \quad \text{I.81}$$

La ecuación I.80 puede resolverse para la simetría cilíndrica, que será la usada en este trabajo, obteniéndose (4) las funciones propias

$$n_{1,m,n} = J_m\left(\frac{\alpha_{1m}}{R} r\right) (A \cos m\phi + B \sin m\phi) \sin \frac{m\pi z}{h} \quad \text{I.82}$$

y para  $\lambda_j$

$$\frac{1}{\lambda_{1,m,n}^2} = \left(\frac{\alpha_{1m}}{R}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{h}\right)^2 \quad \text{I.83}$$

donde A y B son constantes,  $\alpha_{1m}$  es la raíz 1 de  $J_m(x)$ , R radio del cilindro y h la altura del mismo. La expresión I.81 coincide con la I.6 para  $n=1$ .

Como puede deducirse de I.82, la densidad electrónica es máxima en el centro del cilindro y decrece regularmente hacia sus paredes. La longitud de difusión correspondiente es del orden de las dimensiones del tubo. Si una de las dimensiones del cilindro es mucho más pequeña que la otra (en nuestro caso  $R \ll h$ ), la longitud de difusión es del orden de esta dimensión (en nuestro caso de R).

De la ecuación I.81 se tiene

$$v_j = \frac{D_a}{\lambda_j^2} \quad \text{I.84}$$

La frecuencia de relajación por difusión es directamente proporcional al coeficiente de difusión e inversamente proporcional al cuadrado de las dimensiones del recipiente.

La longitud de difusión del modo fundamental en nuestro caso ( $R \ll h$ ) será:

$$\frac{1}{\Lambda^2} \approx \left( \frac{2,405}{R} \right)^2 \quad \text{I.85}$$

y la solución correspondiente de la densidad electrónica:

$$n(\vec{r}, t) = n_0 J_0 \left( \frac{2,405}{R} r \right) \exp \left( -\frac{D}{\Lambda^2} t \right) \quad \text{I.86}$$

donde  $n_0$  es una constante relacionada con el valor medio espacial de la densidad en  $t=0$ .  $J_0$  es la función de Bessel de orden cero y 2,405 su primera raíz.

La difusión puede ser un mecanismo de enfriamiento de los electrones significativo si el tiempo de relajación  $\tau_D$  definido por:

$$\tau_D = \frac{1}{\nu_j} \quad \text{I.87}$$

no es mucho más grande que el tiempo de relajación de energía mediante colisiones electrón-átomo neutro  $\tau_{EN}$ .

**Balance energético electrónico:**

Durante la descarga la temperatura electrónica es muy alta, del orden de varios electrón-voltios, que se emplean en mantener la ionización y compensar las pérdidas por difusión. En la postdescarga, la temperatura electrónica disminuye mediante el intercambio de energías que se realiza en las colisiones electrón-átomo neutro. Si llamamos  $U_m$  a la energía cinética de un electrón rápido, al iniciarse la postdescarga, ésta se transfiere a las moléculas neutras del gas y los electrones se difunden hacia las paredes del recipiente. La fracción de electrones rápidos que no se pierde por difusión alcanza finalmente una ener

gía característica  $U_*$  a la cual las frecuencias de relajación de energía debida a las interacciones electrón-electrón y electrón-partícula neutra se igualan. Los electrones llegan así a interactuar fuertemente con el conjunto electrónico y forman la distribución Maxwelliana de velocidades.

La fracción de electrones rápidos que no se pierde por difusión es  $\exp(-\xi^2/\Lambda^2)$ , donde  $\Lambda$  es la longitud de difusión del modo fundamental y  $\xi$  es la distancia que un electrón rápido necesita para que su energía pase de  $U_m$  a  $U_*$ .

## I.E APLICACIONES

Para concluir este análisis de los aspectos relacionados con las descargas-microondas, señalaremos el interés que presentan, en los últimos años, por sus numerosas aplicaciones.

En los casos en que se desee interrumpir una potencia de microondas de forma controlada, el elemento interruptor debe tener dos estados, uno de baja imperancia y otro de imperancia alta. Además de los interruptores mecánicos, de semiconductores en estado sólido o de ferritas, se han desarrollado los de descargas en gases (3). Estas pueden ser de tipo d.c. o de microondas, activándose en este caso mediante las ondas electromagnéticas de alta frecuencia.

También son útiles las descargas gaseosas, como conversores de frecuencia (28), dependiendo la conversión, de las características no lineales del gas ionizado. La no linealidad se manifiesta en la ecuación de Boltzmann, que contiene los términos del gradiente espacial de la función de distribución, los términos en  $\vec{v} \times \vec{B}$  y los debidos a la variación de la frecuencia de colisión con la energía. Los procesos de conversión en frecuencia, pueden ser provocados si la potencia incidente es acoplada a las

resonancias internas del plasma, como son las de Tonks-Dattner, la ciclotrónica electrónica y las armónicas de la electrónica ciclotrónica. Las descargas gaseosas se han usado como elementos no lineales en los generadores de armónicos de microondas, por su alta capacidad en potencia y la eficiencia de los factores de conversión. Muchos de estos trabajos han sido motivados por la necesidad de obtener fuentes de potencia de ondas milimétricas o submilimétricas relativamente simples y baratas.

El primer generador armónico mediante descarga de microondas fue construido por Venohara et al. (29). La descarga fue cruzada en una pieza cilíndrica de gufa de ondas en bada S. En ausencia de campo magnético, entre todos los gases empleados para la descarga, el aire es el que ha proporcionado los mejores resultados siendo la presión óptima de trabajo aquella a la que  $\omega = \nu_c$ .

También se han usado descargas gaseosas como elementos no lineales en mezcladores de microondas que generan la suma o la diferencia de frecuencia de dos señales incidentes (30).

Las aplicaciones más prometedoras de las descargas por microondas son, sin embargo, las fuentes de radiación espectral, fuentes de iones, láser, interacciones plasma-superficie y análisis químico y química de plasmas. A continuación esbozaremos algunas de ellas.

Las descargas microondas poseen generalmente más alto grado de ionización y disociación que otros tipos de descargas, pueden usarse en un amplio rango de presiones, desde  $10^{-1}$  hasta  $10^3$  Torr, en ausencia de campo magnético externo, y de  $10^{-6}$  a  $10^{-2}$  Torr, en presencia del mismo. Poseen asimismo una razón  $T_e/T_i$  muy elevada y la ausencia de electrodos internos elimina la posibilidad de contaminación. La energía es casi siempre suministrada por Magnetron, con potencias de salida de hasta varios Kw y las estructuras de microondas que contienen el tubo de descarga y acoplan la

energía, son cavidades coaxiales (31), cavidades rectangulares (32), antenas (33), cavidades cilíndricas (19) y estructuras de onda lenta (34).

Las descargas microondas pueden generar electrones, iones positivos y negativos, átomos excitados, radicales y moléculas. Pueden además dar lugar a radiación continua y discreta, esto es lo que hace posible su uso como fuente de radiación y así se han construido lámparas como la desarrollada por Wilsinson and Tanaka (35), en la región ultravioleta, para estudios de absorción con xenon y kripton.

Para la aplicación como fuente de iones, se ha producido recientemente (36) un plasma de argon a la presión atmosférica mediante una cavidad resonante que opera a 2450 MHz con una potencia de 100 a 300 watios. El plasma obtenido presente forma de llama con el extremo hacia fuera de la cavidad. La temperatura electrónica es de alrededor de 5500°K y la densidad electrónica de  $10^{14}$   $\text{cm}^{-3}$ . La medida de la temperatura traslacional del gas, ha mostrado que ésta es de unos 4000°K. El plasma puede así utilizarse como fuente de iones, para espectroscopía de masas.

Con el objeto de desarrollar la construcción de láser, utilizando descargas microondas como medio activo, se han realizado numerosos trabajos. Así un láser pulsado de argon fue investigado por Paik and Creedon (37), y Tuma (38) estudió columnas de plasma de xenon obtenidas mediante el modo dipolar. El progreso en láser excitado por microondas ha sido lento. Recientemente se ha desarrollado (39) un láser FH que usa una descarga mantenida por onda de superficie. También se ha construido un pequeño láser  $\text{CO}_2$ - $\text{N}_2$ -He excitado mediante un generador pulsado de microondas a 2,45 GHz (40), siendo la estructura de la descarga del tipo descrito en I.C.3 como sistema de absorción, en el que el plasma es una perturbación de la estructura. Muller (41) ha publicado un trabajo de revisión, recientemente, sobre el uso de

las descargas gaseosas en láser y sus posibilidades futuras.

Otra aplicación interesante de estas descargas es, como hemos citado, la de fuente de iones. Acaban de ser publicados los resultados de Henry et al. (42) que han construido una fuente de iones utilizando un Surfatrón como estructura de acoplo de la energía al plasma. Han desarrollado un sistema de extracción con el que se obtienen corrientes iónicas de alrededor de 30mA en argón.

Las posibilidades del análisis espectroquímico con plasmas de microondas a la presión atmosférica, (CMP torch), fueron introducidas por Mavrodineanu and Hughes (43). Posteriormente se estudiaron en nuevos trabajos las descargas CMP, dando como fruto la comercialización de un sistema espectrómetro CMP que ha conseguido gran éxito en el análisis de diferentes materiales, minerales y muestras geológicas. En fecha reciente se ha publicado una compilación de los resultados más interesantes en descargas CMP (44).

Por último señalaremos que las descargas microondas han encontrado también aplicación en el campo de la fusión termonuclear controlada empleándose en dos aspectos, primero como fuente inicial de plasma que suministra las partículas, disponibles después para el calentamiento adicional y el confinamiento que la fusión requiere, segundo como medio de estudio de la propagación de ondas, conversión, absorción, inestabilidades de plasma, difusión y turbulencias.

El plasma es iniciado generalmente en las condiciones de la resonancia ciclotrónica electrónica (45). A presiones muy bajas puede obtenerse un plasma casi sin colisiones completamente ionizado y con bajo nivel de fluctuación siendo acoplada la potencia al gas de formas muy diversas. La necesidad de calentar el plasma hasta temperaturas muy altas, hace importante el estudio de

los fenómenos de absorción sin colisiones en este tipo de plasmas, así un calentamiento eficaz es el que se obtiene cuando se acopla la onda incidente a una resonancia natural del plasma (46), las ondas electromagnéticas se convierten en ondas del plasma y éstas son absorbidas por el mismo.

Como conclusión podemos destacar que el interés reciente en las descargas microondas está de sobra justificado por la gran cantidad de casos en los que aparecen como el sistema operante más prometedor. Su principal ventaja es, como ya se ha dicho, la ausencia de electrodos, con lo que se evita la mayor parte de la contaminación. Además, en muchos casos estos sistemas operan más fácilmente que las descargas d.c. clásicas. Por ello, para desarrollar convenientemente sus posibles aplicaciones, es necesaria una modelización de las mismas. Hemos visto que ello es muy difícil en algunos casos y prácticamente imposible en otros, por esta razón el trabajo teórico tiene que desarrollarse activamente. En el caso concreto de las descargas producidas por onda de superficie, la presente Memoria pretende servir al esclarecimiento de los mecanismos de creación del plasma y sus diferencias con el estado estacionario, detallándose este estudio en los capítulos siguientes.

## CAPITULO II

### DESCARGAS PRODUCIDAS POR ONDA DE SUPERFICIE

Comienza este capítulo justificándose la validez del modelo lineal de propagación de una onda de superficie, a lo largo de la columna de plasma creada por la propia onda.

A continuación se expone la teoría de propagación de ondas de superficie en plasmas limitados, obteniéndose la ecuación de onda y las curvas de dispersión y fase. Ello permite el cálculo de la curva de fase que corresponde a las condiciones en que se realizan las experiencias de los capítulos siguientes.

Por último se caracterizan los dispositivos de excitación que permiten la producción del plasma, detallándose especialmente el que se utilizará para la producción de nuestra descarga y se analiza la distribución longitudinal de la densidad electrónica y el modelo teórico que describe el régimen estacionario del plasma.

## II.A INTRODUCCION

Después de haber visto, en el capítulo anterior, la posibilidad de producir descargas mediante microondas, vamos a interesarnos en éste en el caso de los plasmas producidos por una onda de superficie.

La dificultad del estudio de una columna de plasma creada por una onda de superficie reside en el hecho de que la propagación de la onda así como todas sus magnitudes relativas: potencia, campos, energía ..., dependen directamente de la repartición espacial de la densidad electrónica y ésta, a su vez, depende de la transferencia de energía de la onda al plasma, o lo que es igual, de las características de la onda de superficie.

Para abordar el análisis consideraremos primero la propagación de la onda de superficie en el plasma, suponiendo conocida su densidad electrónica. Ello nos permitirá obtener la influencia de los parámetros de la descarga sobre la propagación de la onda. Evaluaremos también las magnitudes electromagnéticas relativas a la onda, considerando los campos y las energías normalizados con respecto a una potencia incidente igual a 1 watio. A continuación nos interesaremos en la repartición espacial de la densidad electrónica en un plasma creado por onda de superficie. Esta repartición será estudiada longitudinalmente. La distribución radial constituye el objeto de trabajos (47) en los que se muestra un comportamiento regido por fenómenos de difusión. La distribución longitudinal está regida, en cambio, por la transferencia de energía de la onda al plasma.

## II.B PROPAGACION DE ONDAS DE SUPERFICIE A LO LARGO DE UNA COLUMNA DE PLASMA.

La interacción de una onda de superficie con un plasma ha sido estudiada en el caso en que la onda se propaga en el plasma que es creado por otros medios (49), (50), (51). Los prime-

ros trabajos sobre la propagación de este tipo de ondas llamadas también "modos plasma" fueron realizados por Trivelpiece y Gould (52), considerando la aproximación cuasiestática en la que la velocidad de fase  $v_{\psi}$  de la onda es muy pequeña frente a la velocidad de la luz  $c$ . Más adelante Trivelpiece (53) ha puesto de manifiesto la relación entre los "modos plasma" y las ondas de carga espacial en haces electrónicos. Por su parte Smullin y Chorney (54) habían también constatado la existencia de estos modos de propagación, independientemente y con fecha simultánea a Trivelpiece y Gould.

En la descarga que estudiaremos la onda de superficie es la fuente creadora del plasma y ello hace que la propagación sea un fenómeno no lineal al depender de los parámetros de la descarga y ser, al mismo tiempo, la causante de ella. Sin embargo en 1977, Zakrewski et al. (55) mostraron que el modelo lineal de la propagación de la onda de superficie es correcto. Recientemente (48) se ha evidenciado de nuevo su validez excitando una onda 1 de potencia muy débil, en una descarga creada previamente por otra onda 2 de frecuencia inferior. Las medidas de la densidad electrónica obtenidas a partir de las propiedades de propagación de ambas ondas según el modelo lineal, revelan los mismos resultados, lo cual muestra que la descripción lineal de la propagación de la onda 2 creadora del plasma es completamente satisfactoria. Este hecho nos va a permitir utilizar el modelo lineal de propagación de ondas de superficie y aplicarlo al caso en que la onda es creadora de su medio de propagación.

### 11.8.1 Ecuación de ondas. Curvas de dispersión y de fase.

Para la obtención de la ecuación de propagación de la onda de superficie, partiremos de las ecuaciones de Maxwell, que en el caso de una onda propagándose en la dirección  $z$ , paralela al eje de la descarga, de la forma  $\vec{A} = \vec{A}_0 \exp j(\omega t - \beta z)$  donde  $\beta = 2\pi/\lambda$  es la constante de propagación,  $\omega = 2\pi f$  la pulsación de la onda de

frecuencia  $f$ , en un medio dieléctrico de permitividad relativa  $\epsilon$ , toman la forma:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu_0\vec{H} \quad \text{II.1} \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega\epsilon_0\epsilon\vec{E} \quad \text{II.2}$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon_0\epsilon\vec{E}) = 0 \quad \text{II.3} \quad \vec{\nabla} \cdot (\mu_0\vec{H}) = 0 \quad \text{II.4}$$

donde  $\epsilon_0$  y  $\mu_0$  son la permitividad eléctrica y la susceptibilidad magnética del vacío.

Por razones de simetría descompondremos los operadores de derivación espacial  $\vec{\nabla}$  en sus componentes longitudinales y transversales a la dirección  $z$  de propagación y lo mismo haremos con los vectores campo  $\vec{E}$  y  $\vec{H}$ .

$$\vec{E} = \vec{E}_t + \vec{i}_z E_z \quad \text{II.5}$$

$$\vec{H} = \vec{H}_t + \vec{i}_z H_z \quad \text{II.6}$$

$$\vec{\nabla} = \vec{\nabla}_t + \vec{i}_z \frac{\partial}{\partial z} \quad \text{II.7}$$

Para obtener la ecuación de propagación se separan las ecuaciones de Maxwell en componentes longitudinales y transversales y sustituyendo las expresiones de los campos se obtienen (50), (56), ecuaciones separadas para las componentes  $E_z H_z$ .

$$\nabla_t^2 H_z + \left(\frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} - \beta^2\right) H_z = 0 \quad \text{II.8}$$

$$\nabla_t^2 E_z + \left(\frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} - \beta^2\right) E_z = 0 \quad \text{II.9}$$

Los campos transversales pueden obtenerse en función de los longitudinales y se expresan de la forma:

$$\vec{E}_t = \frac{-j\beta}{p^2} \vec{\nabla}_t E_z + \frac{j\omega\mu_0}{p^2} (\vec{i}_z \times \nabla_t H_z) \quad \text{II.10}$$

$$\vec{H}_t = \frac{-j\beta}{p^2} \nabla_t H_z - \frac{j\omega\epsilon_0}{p^2} (\hat{i}_z \times \nabla_t E_z) \quad \text{II.11}$$

siendo  $p^2 = -\beta^2 + k_0^2 \epsilon$  y  $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$ .

Estas ecuaciones rigen la propagación de la onda que además deberá someterse a las condiciones de contorno impuestas por el tipo de estructura en que se propaga, formada por la columna cilíndrica de plasma rodeada de varios dieléctricos, en nuestro caso vidrio y aire, y en ocasiones gufa metálica alrededor. Figura 13.

Para el estudio de esta propagación consideraremos el plasma como un medio dieléctrico caracterizado por una permitividad relativa  $\epsilon_p$  y se harán las siguientes hipótesis:

a.- El plasma es neutro pero estudiamos la propagación de frecuencias altas lo que nos permitirá considerar a los iones inmóviles.

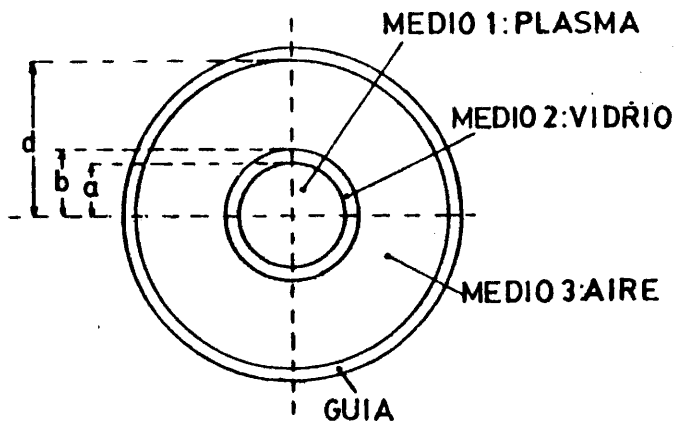


Figura 13. Estructura de propagación utilizada.

b.- El plasma es frío, es decir, la velocidad térmica de los electrones se considera inferior a la velocidad de fase de la onda. Esto hace que se pueda despreciar, en las ecuaciones linealizadas de conservación de la cantidad de movimiento, la fuerza debida a la presión cinética, frente a la fuerza eléctrica.

c.- Las colisiones entre los electrones y los átomos neutros por una parte, y los iones por otra, no influirán en la propagación. Esto implica que las frecuencias de colisión  $\nu_c$  y  $\nu_{ei}$  son pequeñas con respecto a la frecuencia de la onda  $\frac{\nu_c}{\omega}$  y  $\frac{\nu_{ei}}{\omega} \ll 1$ .

Aclararemos aquí que es general encontrar en la bibliografía la denominación de frecuencia de colisión para lo que es, en realidad, el producto de  $2\pi$  por la frecuencia de colisión, tal y como la definimos en I.13. Por abuso de lenguaje se denomina con el mismo símbolo  $\nu$  y es con este significado, con el que se la compara con la pulsación de la onda  $\omega$  como en la desigualdad precedente.

d.- Consideraremos que el plasma es homogéneo radialmente estando cada sección de la columna de plasma caracterizada por una densidad electrónica promediada.

Estudiaremos a continuación la propagación de la onda en un medio limitado y en todo lo que sigue supondremos que el plasma puede ser considerado con respecto a la onda como un dieléctrico de permitividad relativa  $\epsilon_p$  cuyo valor, teniendo en cuenta las hipótesis hechas, será  $\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$  ya definida en I.65.

La estructura que vamos a estudiar es la representada en la figura 13 y corresponde al montaje experimental que se realiza en los capítulos posteriores. Se trata pues de una columna de plasma de radio  $a$  rodeada de un dieléctrico, vidrio, de permitividad  $\epsilon_v$  y radio exterior  $b$  y ambos en el interior de una

guía circular de radio  $d$ .

Para obtener la ecuación de dispersión debemos antes resolver las ecuaciones de los campos en los tres medios.

Medio 1, plasma: las ecuaciones en el plasma son

$$\nabla_t^2 E_z + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_p - \beta^2\right) E_z = 0 \quad \text{II.12}$$

$$\nabla_t^2 H_z + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_p - \beta^2\right) H_z = 0 \quad \text{II.13}$$

Medio 2, vidrio: las ecuaciones correspondientes al vidrio son

$$\nabla_t^2 E_z + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_v - \beta^2\right) E_z = 0 \quad \text{II.14}$$

$$\nabla_t^2 H_z + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_v - \beta^2\right) H_z = 0 \quad \text{II.15}$$

Medio 3, aire: las ecuaciones para el aire son

$$\nabla_t^2 E_z + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2\right) E_z = 0 \quad \text{II.16}$$

$$\nabla_t^2 H_z + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2\right) H_z = 0 \quad \text{II.17}$$

donde se ha supuesto la permitividad del aire igual a la del vacío.

Las coordenadas cilíndricas  $(r, \phi, z)$  son las apropiadas a nuestra estructura, así las soluciones buscadas pueden escribirse de la forma  $F_z = F_0 R(r) e^{jm\phi} e^{j\beta z}$ , y la ecuación de propagación, en coordenadas cilíndricas, toma la forma:

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right] R(r) + \left[ \left( \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - \beta^2 \right) - \frac{m^2}{r^2} \right] R(r) = 0 \quad \text{II.18}$$

siendo  $\epsilon$  la permitividad relativa correspondiente al medio que se considere.

Las soluciones de esta ecuación han sido estudiadas para los distintos valores de  $m$  en diversos trabajos, (49) (51) (53) (57) (59). Nosotros vamos a ceñirnos al estudio del modo  $m = 0$  ó modo de simetría acimutal, por ser éste el utilizado para crear la descarga que se caracterizará en los capítulos siguientes. Reduciéndonos pues al caso de nuestra experiencia, las ecuaciones a resolver son de la forma:

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right] R(r) + \left( \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - \beta^2 \right) R(r) = 0 \quad \text{II.19}$$

donde  $\epsilon$  tomará el valor  $\epsilon_p$  cuando resolvamos la ecuación en el plasma,  $\epsilon_v$  cuando lo hagamos en el vidrio y 1 cuando lo hagamos en el aire.

Hay dos casos posibles para las soluciones de esta ecuación; los modos radiantes, que corresponden al caso en que  $\frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 > 0$  y representan modos de propagación análogos a los de una gufa circular vacía aunque con frecuencia de corte superior, debido al plasma, y los modos no radiantes que corresponden a  $\frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 < 0$  y se caracterizan por presentar un decrecimiento de los campos  $\vec{E}, \vec{H}$ , en dirección radial hacia el exterior e interior del plasma cuando nos alejamos de la superficie plasma-dieléctrico. Estas son las ondas de superficie. Como veremos a continuación no existen soluciones de modos TE, lo que muestra que su existencia viene asociada a la presencia de un campo  $E_z$  longitudinal, que se acopla en la superficie del medio a las oscilaciones del

plasma.

Estos modos de propagación se encuentran siempre que haya una columna de plasma rodeada de un dieléctrico, ya sea infinito o finito, y en presencia o no de guía metálica alrededor del dieléctrico. La presencia de un campo magnético longitudinal constante hace posible la propagación de los modos plasma en el caso en que éste llena completamente la guía circular (53), pero sin campo magnético ello no es posible.

Soluciones de la ecuación de propagación:

La solución de la ecuación II.19 es una combinación de funciones de Bessel, pudiéndose presentar dos casos:

Si  $P^2 \equiv \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - \beta^2 > 0$ , las soluciones toman la forma

$$R(r) = AJ_0(Pr) + BY_0(Pr) \quad \text{II.20}$$

Si  $P^2 \equiv \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - \beta^2 < 0$ , las soluciones toman la forma

$$R(r) = AI_0(\tau r) + BK_0(\tau r) \quad \text{II.21}$$

siendo  $\tau^2 = -P^2$

Para las ondas de superficie se tiene, como hemos visto,  $\frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 < 0$ , esto es, la velocidad de fase es menor que la velocidad de la luz. Las soluciones de los campos son:

\* medio 1: plasma,  $\epsilon = \epsilon_p$

$$p^2 = -\frac{\omega^2}{v_\psi^2} + \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\omega^2 p}{c^2} \quad \text{II.22}$$

puesto que estudiamos las ondas de superficie,  $p^2$  es negativo y las soluciones  $E_z$  de la ecuación II.12 son de la forma

$$E_z = \left[ A I_0(\Gamma r) + B K_0(\gamma r) \right] e^{j(\omega t - \beta z)} \quad \text{II.23}$$

con  $\Gamma^2 = -p^2$

\* medio 2: vidrio,  $\epsilon = \epsilon_v$

$$p^2 = -\frac{\omega^2}{v_\psi^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_v \quad \text{II.24}$$

según el valor de  $v_\psi$  se presentan dos casos:

- Si  $v_\psi > \frac{c}{\sqrt{\epsilon_v}}$   $p^2 > 0$

la solución correspondiente  $E_z$  será de la forma

$$E_z = \left[ E J_0(Sr) + F Y_0(Sr) \right] e^{j(\omega t - \beta z)} \quad \text{II.25}$$

con  $S^2 = p^2$

- Si  $v_\psi < \frac{c}{\sqrt{\epsilon_v}}$   $p^2 < 0$

la solución correspondiente  $E_z$  será de la forma

$$E_z = \left[ E I_0(Rr) + F K_0(Rr) \right] e^{j(\omega t - \beta z)} \quad \text{II.26}$$

con  $R^2 = -p^2$

\* medio 3: aire,  $\epsilon = 1$   $P^2 < 0$

la solución  $E_z$  correspondiente será

$$E_z = \left[ G I_0(\text{Tr}) + H K_0(\text{Tr}) \right] e^{j(\omega t - \beta z)} \quad \text{II.27}$$

con  $\tau^2 = -p^2$

La resolución de la ecuación relativa al campo  $H_z$  conduce a las mismas expresiones que para  $E_z$  cambiando sólo las constantes.

Condiciones en los límites. Curva de dispersión:

Entre los medios 1 y 2 ( $r=a$ ) y los medios 2 y 3 ( $r=b$ ), imponemos las condiciones de contorno para las fronteras entre dos dieléctricos, esto es, la continuidad de las componentes tangenciales de los campos  $\vec{E}$  y  $\vec{H}$ . Para el modo TM se exigirá la continuidad de  $E_z$  y  $H_\phi$ , que viene dado por la ecuación II.11, y para el modo TE se exigirá la continuidad de  $H_z$  y  $E_\phi$ , que viene dado por la ecuación II.10.

En el medio 3 (aire) y la gufa metálica de radio  $d$  hay que imponer que los campos  $E_z(r=d)$  y  $H_\phi(r=d)$  sean nulos para el modo TM y lo mismo para los campos  $H_z(r=d)$  y  $E_\phi(r=d)$  del modo TE. Según la ecuación II.27 el campo eléctrico  $E_z$  en  $r=d$  se escribe

$$E_z = \left[ G I_0(\tau d) + H K_0(\tau d) \right] e^{j(\omega t - \beta z)} \quad \text{II.28}$$

la condición  $E_z(r=d) = 0$  se satisface si escogemos  $G = C K_0(\tau d)$  y  $H = -C I_0(\tau d)$ . El campo eléctrico en el medio 3 se escribirá:

$$E_z = C \left[ K_0(\tau d) I_0(\text{Tr}) - I_0(\tau d) K_0(\text{Tr}) \right] e^{j(\omega t - \beta z)} \quad \text{II.29}$$

una expresión análoga se obtiene para el campo  $H_z$ .

Los campos electromagnéticos pueden escribirse, como hemos dicho anteriormente, de la forma  $F_0 R(r) \exp j(\omega t - \beta z)$ . A continuación se detallan las expresiones de los campos en los tres medios para el modo TM.

Medio 1: PLASMA

$$E_z = A I_0(r) \quad \text{II.30}$$

$$E_r = A \frac{j\beta}{r} I_1(r) \quad \text{II.31}$$

$$H_\phi = A \frac{j\omega \epsilon_0 \epsilon_p}{r} I_1(r) \quad \text{II.32}$$

las expresiones de  $E_r$  y  $H_\phi$  se obtienen a partir de  $E_z$  y de las ecuaciones II.10 y II.11.

Medio 2: VIDRIO

Si  $v_\psi < \frac{c}{\sqrt{\epsilon_v}}$  las expresiones de los campos son

$$E_z = \left[ E I_0(Rr) + F K_0(Rr) \right] \quad \text{II.33}$$

$$E_r = \frac{j\beta}{R} \left[ E I_1(Rr) - F K_1(Rr) \right] \quad \text{II.34}$$

$$H_\phi = \frac{j\omega \epsilon_0 \epsilon_v}{R} \left[ E I_1(Rr) - F K_1(Rr) \right] \quad \text{II.35}$$

Si  $v_\psi > \frac{c}{\sqrt{\epsilon_v}}$  las expresiones de los campos son

$$E_z = \left[ E J_0(Sr) + F Y_0(Sr) \right] \quad \text{II.36}$$

$$E_r = \frac{j\beta}{S} \left[ E J_1(Sr) + F Y_1(Sr) \right] \quad \text{II.37}$$

$$H_{\phi} = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_v}{S} \left[ E J_1(Sr) + F Y_1(Sr) \right] \quad \text{II.38}$$

Medio 3: AIRE

$$E_z = C \left[ K_0(Td) I_0(Tr) - I_0(Td) K_0(Tr) \right] \quad \text{II.39}$$

$$E_r = C \frac{j\beta}{T} \left[ K_0(Td) I_1(Tr) + I_0(Td) K_1(Tr) \right] \quad \text{II.40}$$

$$H_{\phi} = C \frac{j\omega\epsilon_0}{T} \left[ K_0(Td) I_1(Tr) + I_0(Td) K_1(Tr) \right] \quad \text{II.41}$$

Aplicando las condiciones en las fronteras  $r=a$  y  $r=b$ , obtenemos un sistema homogéneo de cuatro ecuaciones de continuidad para las componentes  $E_z(r=a)$ ,  $H_{\phi}(r=a)$ ,  $E_z(r=b)$ ,  $H_{\phi}(r=b)$ , con cuatro incógnitas (A,E,F,C) en el caso de una onda TM y las correspondientes ecuaciones en  $H_z(r=a)$ ,  $E_{\phi}(r=a)$ ,  $H_z(r=b)$ ,  $E_{\phi}(r=b)$  con in cógnitas (A', E', F', C') para la onda TE. Habrá una solución a estos sistemas, distinta de la trivial  $A=E=F=C=0$ , si el determinante de cada uno de ellos se hace cero. Estos determinantes se muestran en la Tabla 1, pero sólo la onda TM puede satisfacer las condiciones en los límites. La curva de dispersión de la onda de superficie es la solución,  $\omega = f(\beta)$ , que mantiene el determinante igual a cero. Su cálculo exacto se ha llevado a ca bo mediante computadora, como se indica en (58). De acuerdo con las condiciones de nuestra experiencia en la que la frecuencia de la onda  $f$  es fija mientras que  $\omega_p$  varía, se hará uso de la curva de fase, que se obtiene en la representación de  $\omega/\omega_p$  para  $\omega = 2\pi f$  fija, en función de  $\beta$ . En la figura 14 se muestra una curva de fase, obtenida para dos frecuencias distintas de excitación y para un tubo de vidrio de diámetro interior 9 mm y exterior 12 mm.

Hay que señalar dos límites importantes en esta curva.

- Valores pequeños de  $\frac{\omega}{\omega_p}$

	A	C	E	F
$F_z(r=a)$	$I_0(\Gamma a)$	0	$-I_0(Ra)$ 0 $-J_0(Sa)$	$-K_0(Ra)$ 0 $-Y_0(Sa)$
$E_z(r=b)$	0	$[I_0(Td)K_0(Tb) - K_0(Td)I_0(Tb)]$	$I_0(Rb)$ 0 $J_0(Sb)$	$K_0(Rb)$ 0 $Y_0(Sb)$
$H_\phi(r=a)$	$u I_1(\Gamma a)$	0	$-v I_1(Ra)$ 0 $-v' J_1(Sa)$	$v K_1(Ra)$ 0 $-v' Y_1(Sa)$
$H_\phi(r=b)$	0	$-u'[K_0(Td)I_1(Tb) + I_0(Td)K_1(Tb)]$	$v I_1(Rb)$ 0 $v' J_1(Sb)$	$-v K_1(Rb)$ 0 $v' Y_1(Sb)$

DETERMINANTE 1: ONDA TM

$$u = \frac{j\omega \epsilon_0 \epsilon_p}{\Gamma}, \quad v = \frac{j\omega \epsilon_0 \epsilon_y}{R}, \quad v' = \frac{j\omega \epsilon_0 \epsilon_y}{S}, \quad u' = \frac{j\omega \epsilon_0}{T}$$

	A'	C'	E'	F'
$H_z(r=a)$	$I_0(\Gamma a)$	0	$-I_0(Ra)$ 0 $-J_0(Sa)$	$-K_0(Ra)$ 0 $-Y_0(Sa)$
$H_z(r=b)$	0	$[I_0(Td)K_0(Tb) - K_0(Td)I_0(Tb)]$	$I_0(Rb)$ 0 $J_0(Sb)$	$K_0(Rb)$ 0 $Y_0(Sb)$
$E_\phi(r=a)$	$I_1(\Gamma a)$	0	$-\frac{\epsilon}{R} I_1(Ra)$ 0 $-\frac{\epsilon}{S} J_1(Sa)$	$\frac{\epsilon}{R} K_1(Ra)$ 0 $-\frac{\epsilon}{S} Y_1(Sa)$
$E_\phi(r=b)$	0	$-\frac{\epsilon}{T} [K_0(Td)I_1(Tb) + I_0(Td)K_1(Tb)]$	$\frac{\epsilon}{R} I_1(Rb)$ 0 $\frac{\epsilon}{S} J_1(Sb)$	$-\frac{\epsilon}{R} K_1(Rb)$ 0 $\frac{\epsilon}{S} Y_1(Sb)$

DETERMINANTE 2: ONDA TE

$$t = j\omega \mu_0$$

TABLA 1

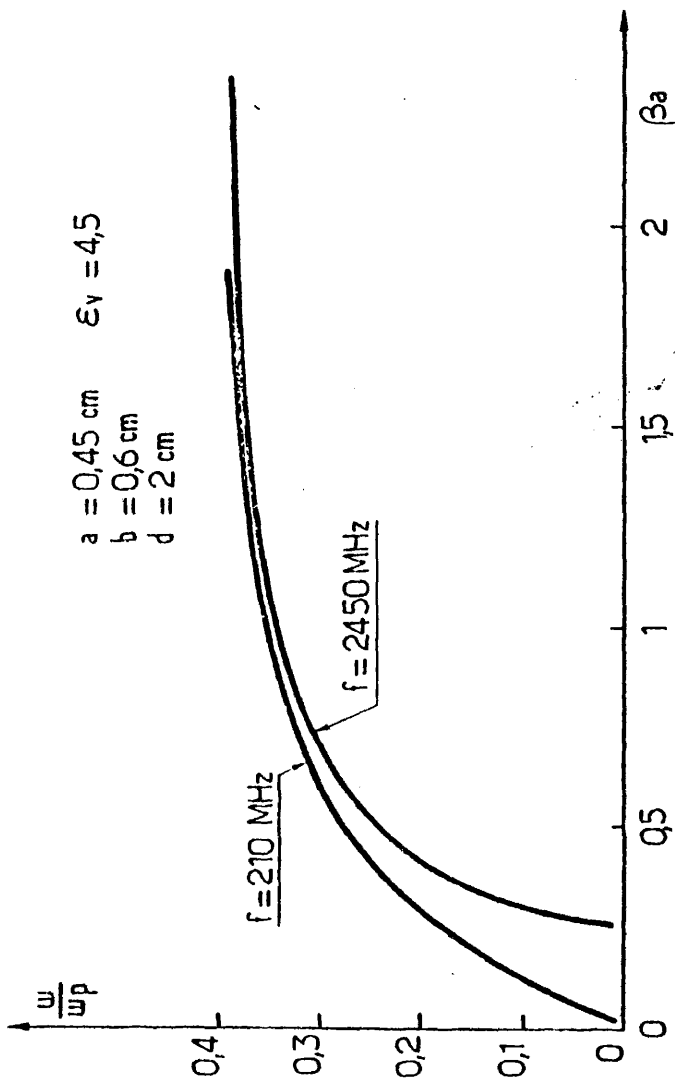


Figura 14. Curvas de fase (Ref. 481)

Cuando  $\frac{\omega}{\omega_p} \rightarrow 0$ , se tiene  $\beta \rightarrow \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\epsilon}$ , tomando  $\epsilon$  un valor comprendido entre 1 y  $\epsilon_v$ . Si en el exterior del plasma sólo hubiese un dieléctrico, de permitividad  $\epsilon_v$ ,  $\beta$  tendería a  $\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_v}$  (56), por el contrario si el plasma estuviera únicamente rodeado de aire  $\beta$  tendería a  $k_0 = \frac{\omega}{c}$ . Debido a la existencia del vidrio y del aire en nuestra estructura,  $\beta$  tiende a  $k_0 \sqrt{\epsilon}$ . Como puede verse en la figura 14, en esta región de la curva de fase se producen grandes variaciones de  $\frac{\omega}{\omega_p}$  para pequeñas variaciones de  $\beta$ . La longitud de onda y la velocidad de fase están próximas de las de una onda electromagnética propagándose en un dieléctrico clásico de permitividad relativa  $\epsilon$ . Más adelante se verá que la descripción del comportamiento de la onda en esta región de la curva de fase se aproxima a la de una onda electromagnética en un coaxial.

- Valores grandes de  $\beta$

Cuando  $\beta \rightarrow \infty$ ,  $\frac{\omega}{\omega_p} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon_v}}$ , o lo que es igual  $|\epsilon_p| \rightarrow \epsilon_v$ . Esta

relación define la densidad electrónica de corte  $n_c$  por debajo de la cual la onda de superficie, de frecuencia  $f$ , ya no se propaga. La densidad de corte no depende pues más que del plasma y del dieléctrico, esto es debido a que para grandes valores de  $\beta$  la energía está prácticamente concentrada en la frontera PLASMA-VIDRIO, como veremos en el apartado II.B.3. A partir de la relación

$$\frac{\omega}{\omega_p} = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon_v}} \quad \text{II.42}$$

se obtiene

$$n_c = \frac{m\epsilon_0}{e^2} \omega^2 (1+\epsilon_v) \quad \text{II.43}$$

Sustituyendo los valores de la constante de permitividad del vacío, de la carga y de la masa del electrón nos queda

$$n_c = 1,245 \cdot 10^{-8} f^2 (1 + \epsilon_v) \quad \text{II.44}$$

donde  $f$  está en Hz y  $n_c$  en  $\text{cm}^{-3}$ . La propagación de la onda de superficie sólo es posible para  $n > n_c$ .

En el caso de nuestra experiencia, para las frecuencias utilizadas  $n_c$  valdrá:

$$f = 2.200 \text{ MHz} \quad \epsilon_v = 4,5 \quad n_c = 3,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

$$f = 210 \text{ MHz} \quad \epsilon_v = 4,5 \quad n_c = 3,02 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$$

En esta región de la curva de fase podemos señalar que para pequeñas variaciones de  $\omega/\omega_p$ ,  $\beta$  varía de forma importante y la curva coincide con la obtenida para la aproximación cuasiestática (53), lo cual es lógico pues para  $\beta$  grande la velocidad de fase es pequeña, mucho menor que la velocidad de la luz.

Uno de los hechos a señalar respecto a los modos plasma u ondas de superficie, es que no tienen frecuencia de corte inferior. Su frecuencia de corte superior no depende de las dimensiones de la estructura sino únicamente de la densidad electrónica del plasma y de la permitividad del dieléctrico que lo rodea. Por otra parte, a diferencia de los modos propios de la guía, en el rango de frecuencias permitido para las ondas de superficie, todos los modos de orden superior  $m > 0$  podrían propagarse simultáneamente con el modo de orden cero  $m=0$ , si fuesen excitados.

En la figura 15 se ha representado la curva de fase correspondiente a la de la figura 14, en términos de la densidad

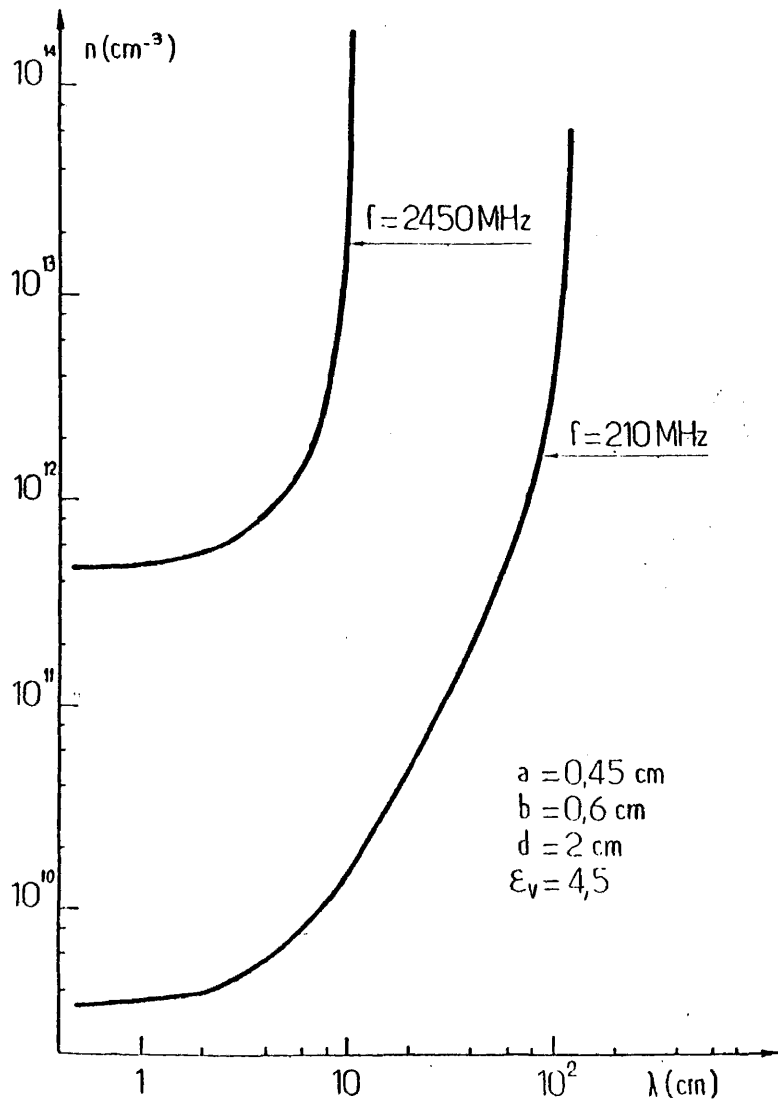


Figura 15. Curva de fase en términos de  $n$  y  $\lambda$  (Ref. 48)

electrónica y de la longitud de onda. Esta curva se utiliza para obtener la densidad de la columna de plasma conocida la longitud de onda del modo que se propaga. El cálculo de la curva de fase para las condiciones de nuestra experiencia permitirá la obtención de la evolución de la densidad electrónica como se detallará en el Capítulo IV.

#### II.B.2 Características de los campos. Distribución radial.

Puesto que el determinante del sistema de ecuaciones que liga las constantes A,C,E y F es igual a cero a lo largo de la curva de dispersión, el sistema es compatible indeterminado y será necesario encontrar una cuarta ecuación que determine las constantes que aparecen en las expresiones de los campos, de forma única. Para ello vamos a normalizar las magnitudes electromagnéticas respecto de la potencia total de la onda.

$$P = \int_S (\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot \vec{i}_z \, dS \quad \text{II.45}$$

es la expresión de la potencia en cada medio (50), siendo  $\vec{i}_z$  el vector unitario en la dirección z, S la sección transversal del medio considerado y  $H^*$  el complejo conjugado de H. Considerando la potencia total (suma de la potencia en cada uno de los medios) igual a 1 watio, se obtiene la cuarta ecuación y así las constantes A,C,E y F están perfectamente determinadas y con ellas los campos  $\vec{E}$  y  $\vec{H}$ , para una potencia incidente de 1 watio.

En el apartado anterior hemos visto las expresiones de los campos electromagnéticos en cada uno de los medios, habiendo dos componentes del campo eléctrico  $E_z$  y  $E_r$  y una del campo magnético  $H_\phi$ . Así para cada par de valores  $(\omega/\omega_p, \beta)$  de la curva de fase, los campos de la onda están perfectamente definidos si se conoce la potencia incidente. La evolución de los cam

pos  $\vec{E}$  y  $\vec{H}$  en los distintos medios, y según la región de la curva de fase en que nos encontremos, se detalla a continuación y ha sido obtenida (48) (58) para una potencia incidente igual a 1 watio como se ha indicado anteriormente.

Medio 1: PLASMA

Como puede verse en las expresiones de los campos en este medio, hay un crecimiento de los mismos desde  $r=0$  hasta  $r=a$ . La pendiente de los campos en función de  $r$  depende del argumento  $\Gamma r$  de las funciones de Bessel, estando  $\Gamma$  dado por la relación:

$$\Gamma^2 = \beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2} + \frac{\omega_p^2}{c^2} \quad \text{II.46}$$

La relación entre la componente radial y la transversal, del campo  $\vec{E}$  en el plasma, para  $r=a$ , es como puede deducirse de II.30 y II.31:

$$\frac{E_z(r=a)}{E_r(r=a)} = \frac{\Gamma}{\beta} \cdot \frac{I_0(\Gamma a)}{I_1(\Gamma a)} \quad \text{II.47}$$

- Para los valores pequeños de  $\omega/\omega_p$ ,  $\Gamma^2 = \frac{\omega_p^2}{c^2} \gg \beta^2$ . El argumento  $\Gamma$  es mucho mayor que  $\beta$ . Además, debido a que  $I_0 > I_1$  y que  $I_0(\Gamma a) \rightarrow I_1(\Gamma a)$  cuando  $\Gamma a$  es muy grande, se tiene que la componente longitudinal del campo  $E_z(r=a)$  es muy superior a la radial  $E_r(r=a)$ , figura 16. Por otra parte la penetración radial de los campos en el plasma es pequeña debido al gran valor que toma el argumento de las funciones de Bessel.

- Para grandes valores de  $\beta$  tendremos  $\Gamma^2 = \beta^2$ . El argumento  $\Gamma$  toma valores grandes luego la penetración radial de los campos en el plasma vuelve a ser pequeña. La relación entre la componente longitudinal  $E_z(r=a)$  y la radial  $E_r(r=a)$  es ahora:

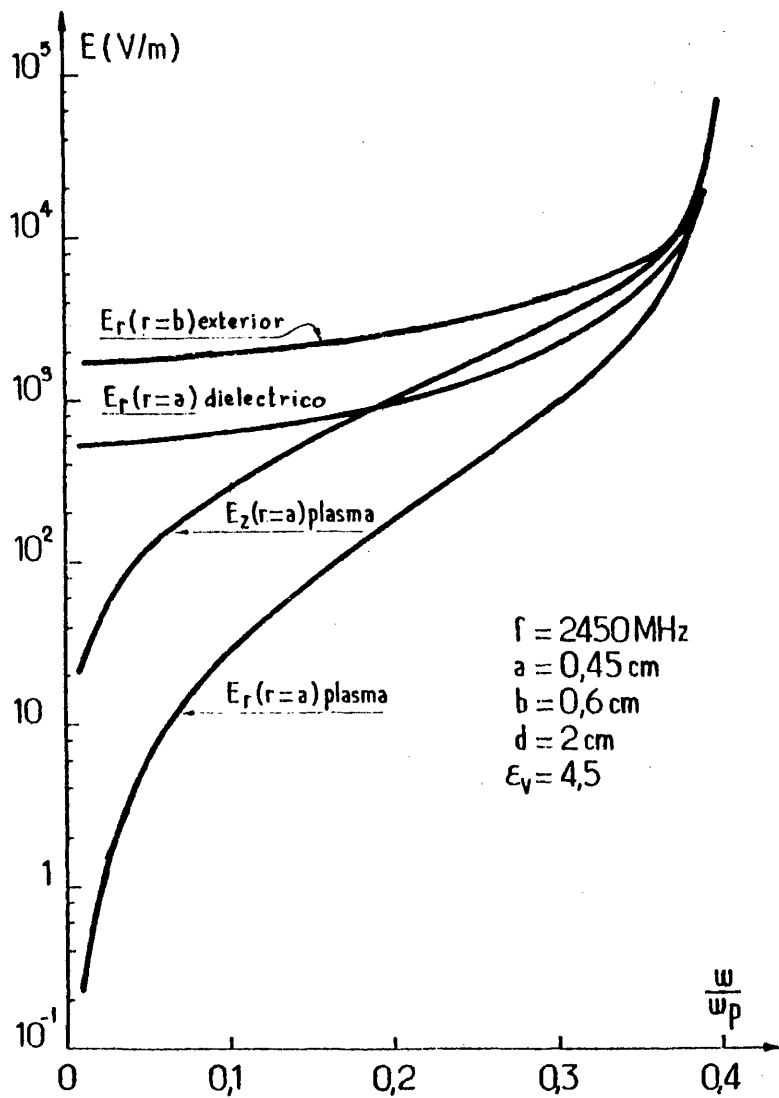


Figura 16. Variación de los campos eléctricos en función de  $\omega/\omega_p$ . (Ref. 48)

$$\frac{E_z(r=a)}{E_r(r=a)} \approx \frac{I_0(\beta a)}{I_1(\beta a)} \quad \text{II.48}$$

Como dijimos antes, para los argumentos grandes de las funciones de Bessel se tiene  $I_1(\beta a) \rightarrow I_0(\beta a)$  con lo que resulta  $E_z(r=a) \approx E_r(r=a)$ , los campos eléctricos  $E_z$  y  $E_r$  tienden a igualarse en  $r=a$ , como se ve en la figura 16, cuando la densidad electrónica toma valores próximos a la densidad de corte.

En resumen, tanto para los valores pequeños de  $\beta$  como para los muy grandes, la penetración de los campos en el plasma es escasa debido al gran valor del argumento de las funciones de Bessel que dan lugar a un decrecimiento brusco de las mismas, figura 17. Sin embargo hay un rango de valores de  $\omega/\omega_p$  para los que el argumento  $\Gamma$  pasa por un mínimo, teniéndose entonces una gran penetración de los campos, figura 18. La variación radial de los campos es entonces pequeña y la denominación de onda de superficie en esta región de la curva de fase no es del todo apropiada. La componente  $E_z$  de los campos en el plasma es de valor muy superior a la  $E_r$  aunque tienden a igualarse cuando la densidad electrónica es próxima a la de corte, como se ilustra en la figura 18.

#### Medios 2 y 3: VIDRIO Y AIRE

Tanto en el vidrio como en el aire el campo  $E_r$  toma valores superiores a las otras componentes, figura 18. La relación entre la componente radial en el dieléctrico y en el plasma es, para todo punto de la curva de dispersión:

$$\frac{|E_r(r=a)|_{\text{vidrio}}}{|E_r(r=a)|_{\text{plasma}}} = \frac{|\epsilon_p|}{\epsilon_v} \quad \text{II.49}$$

como puede comprobarse sustituyendo las expresiones de  $E_r$ .

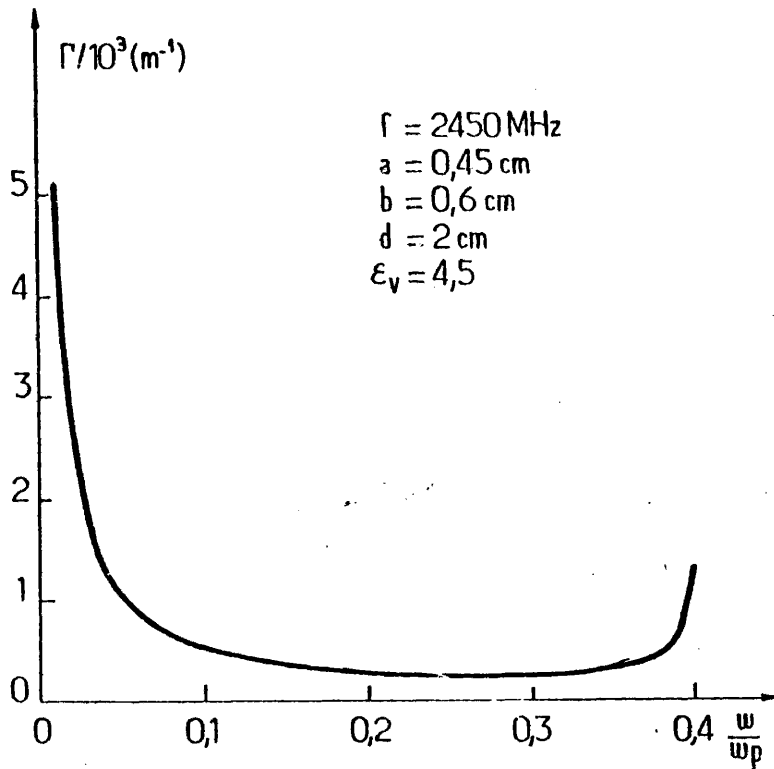


Figura 17. Variación de  $\Gamma$  en función de  $\omega/\omega_p$ . (Ref. 48)

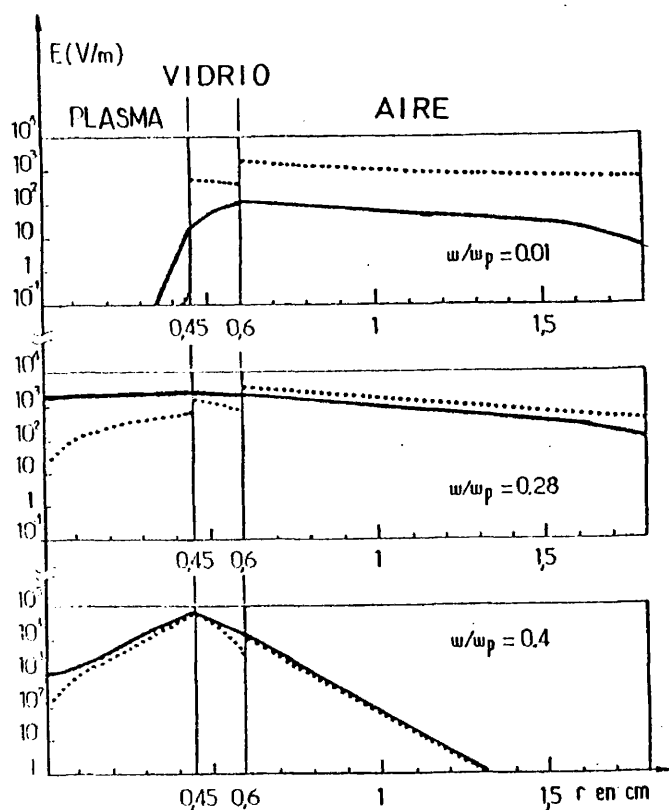


Figura 18. Distribución radial de los campos eléctricos en los diferentes medios (Parámetro  $\omega/\omega_p$ )  
 (—) campo  $E_z$  - (...) campo  $E_r$  (Ref. P 48)

Para los valores pequeños de  $\omega/\omega_p$ , en los cuales  $|\epsilon_p| \gg \epsilon_v$ , hay una gran discontinuidad entre los dos campos eléctricos  $E_r$ . Esta discontinuidad disminuye cuando  $\omega/\omega_p$  crece. Para los valores grandes de  $\beta$ ,  $|\epsilon_p|$  tiende a  $\epsilon_v$  y los valores absolutos de  $E_r$  en  $r=a$  tienden a igualarse, figura 18.

Por otra parte en  $r=b$  se tiene, en todos los puntos de la cur-

va de dispersión

$$\frac{E_r(r=b) \text{ exterior}}{E_r(r=b) \text{ aire}} = \epsilon_v \quad \text{II.50}$$

Como puede verse en la figura 18, para los valores pequeños de  $\omega/\omega_p$  los campos decrecen radialmente hacia el exterior. En el vidrio el campo  $E_r$  decrece lentamente, mientras que  $E_z$  crece. Para los valores grandes de  $\beta$ , los campos eléctricos en el dieléctrico y en el exterior decrecen muy deprisa.

Influencia de la frecuencia de la onda:

Se ha comprobado (48) que la variación radial de los campos descrita anteriormente es análoga cualquiera que sea la frecuencia de la onda. Sin embargo los valores de los campos para una misma potencia incidente y una misma densidad electrónica son diferentes según la frecuencia.

En la figura 19 pueden verse los campos  $E_z(r=a)$  en el plasma y  $E_r(r=b)$  en el exterior, para dos frecuencias distintas.

Hay que hacer notar que para un mismo valor  $\omega/\omega_p$  los campos eléctricos son más grandes para la frecuencia menor. Sin embargo, para una misma densidad electrónica, los campos eléctricos son mayores para la frecuencia mayor. Concretamente para las densidades comprendidas entre  $10^{12}$  y  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , la relación entre  $E_z(r=a)$  a 2450 MHz y a 210 MHz es aproximadamente igual a 20 para una misma densidad.

### II.B.3 Balance energético de la propagación

La teoría de la propagación de ondas en plasmas, que se está presentando en este capítulo, está basada en una descripción macroscópica, linealizada, de los campos en el medio. Las

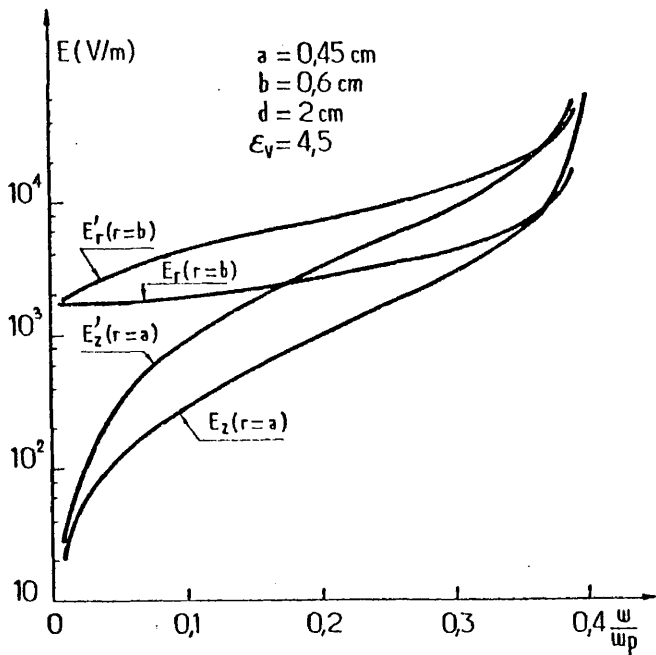


Figura 19. Variación de los campos eléctricos en función de  $\omega/\omega_p$   
 $E_z(r=a)$  en el plasma y  $E_r(r=b)$  en el aire a 2450 MHz  
 $E'_z(r=a)$  en el plasma y  $E'_r(r=b)$  en el aire a 210 MHz  
 (Ref. 48).

magnitudes macroscópicas dependientes del tiempo son así consideradas como pequeñas perturbaciones a un estado de equilibrio del medio. Estas perturbaciones de primer orden (campo eléctrico, campo magnético, velocidad, densidad de carga) obedecen a una serie de ecuaciones de movimiento y de los campos, linealizadas.

Del mismo modo que en los medios lineales, se llegará en el plasma a la obtención de principios de conservación que concierne a los productos de los campos de primer orden. En ellos es

conveniente identificar términos análogos a la potencia y a la energía, que aparecen en el caso de medios lineales.

A partir de las ecuaciones de Maxwell y de las ecuaciones  $li$  realizadas (10) de la conservación de la cantidad de movimiento y del número de partículas:

$$-m \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + e\vec{E} = 0 \quad \text{II.51}$$

$$\vec{\nabla} \cdot (n_{oe} \vec{v}) + \frac{\partial n}{\partial t} = 0 \quad \text{II.52}$$

donde  $n_{oe}$  es la densidad electrónica en el estado no perturbado,  $\vec{v}$ ,  $\vec{E}$  y  $n$ , las perturbaciones de primer orden en la velocidad de las partículas, el campo eléctrico y la densidad; Bers (50) ha obtenido el principio de conservación:

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) = -\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \mu_0 H^2 + \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \sum_i \frac{1}{2} n_{oi} m_i v_i^2 \right) \quad \text{II.53}$$

El sumatorio  $\sum_i$  se refiere a las especies de partículas  $i$  que se consideren, en nuestro caso (frecuencias altas) son exclusivamente electrones.

El primer miembro de la ecuación II.53 representa la densidad de potencia instantánea, el segundo, entre paréntesis, puede identificarse con las densidades de energía magnética, eléctrica y cinética instantánea. Para un volumen  $V$  encerrado por una superficie  $S$  que contenga el plasma, el flujo de potencia hacia fuera de  $V$  es  $F = \int_S \vec{E} \times \vec{H} \cdot d\vec{S}$  y la energía almacenada en

$V$  es:

$$W = \int \left( \frac{1}{2} \mu_0 H^2 + \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2} n_{oe} m v^2 \right) dV \quad \text{II.54}$$

Cuando se consideran variaciones temporales del tipo  $\exp(j\omega t)$ ,

las ecuaciones II.51 y II.52, se convierten en:

$$-j\omega m \vec{v} + e\vec{E} = 0 \quad \text{II.55}$$

$$\vec{v} \cdot (\nabla_{oe} \vec{v}) + j\omega n = 0 \quad \text{II.56}$$

que manipuladas convenientemente con las ecuaciones de Maxwell nos permiten obtener:

$$\frac{1}{2} \vec{v} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}^*) = -j2\omega \left( \frac{1}{4}\mu_o |\vec{H}|^2 - \frac{1}{4}\epsilon_o |\vec{E}|^2 + \frac{1}{4}n_{oe} m |\vec{v}|^2 \right) \quad \text{II.57}$$

Los dos primeros términos entre paréntesis en el miembro de la derecha son respectivamente media temporal de la densidad de energía magnética y eléctrica. El tercer término es el valor medio temporal de la densidad de energía cinética.

Los campos E y H son complejos luego el miembro de la izquierda, integrado en un volumen cerrado por la superficie S, es el flujo de potencia complejo, cuya parte real coincide con el valor medio temporal de la potencia F.

$$\langle F \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \int_S \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot d\vec{S} \quad \text{II.58}$$

Cuando el flujo de potencia complejo es únicamente real se dice que el volumen V está en resonancia. Esta condición según II.57 se expresa:

$$\int_V \left( \frac{1}{4}\mu_o |\vec{H}|^2 - \frac{1}{4}\epsilon_o |\vec{E}|^2 + \frac{1}{4}n_{oe} m |\vec{v}|^2 \right) dV = 0 \quad \text{II.59}$$

La condición de resonancia para la propagación de la onda electromagnética, exige que el valor medio temporal de la energía eléctrica en el volumen V considerado sea igual a la suma de los correspondientes a las energías magnética y cinética. Como en los apartados anteriores se considerará aquí una descripción

dieléctrica del plasma (56), por ello el término de corriente expresado arriba como: en  $\vec{v}$ , lo sustituiremos por  $\sigma \vec{E}$  siendo  $\sigma$  la conductividad del plasma, que está relacionada con  $\epsilon_p$  mediante la ecuación I.65. El promedio temporal de la densidad de energía toma entonces la forma

$$\langle w \rangle = \frac{1}{4} \mu_0 |\vec{H}|^2 + \frac{1}{4} \epsilon_0 |\vec{E}|^2 \frac{\partial(\omega \epsilon_p)}{\partial \omega} \quad \text{II.60}$$

y la ecuación II.57 queda

$$\frac{1}{2} \vec{v} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}^*) = -j2\omega \left( \frac{1}{4} \mu_0 |\vec{H}|^2 - \frac{1}{4} \epsilon_0 \epsilon_p |\vec{E}|^2 \right) \quad \text{II.61}$$

Ondas guiadas:

Lo estudiado hasta ahora se refiere a la propagación de una onda en un plasma, sin especificar los límites de éste ni la dirección de propagación de aquella. A continuación, y de acuerdo con lo que es nuestro caso concreto, vemos que forma toma: la condición de resonancia y la conservación de la energía para una onda que se propaga en la dirección z paralela al eje de la columna de un plasma homogéneo cilíndrico. En este caso las ecuaciones de Maxwell así como las de la cantidad de movimiento y de la conservación del número de partículas pueden separarse en componentes transversales y longitudinales. Manipulándolas como se indicó ya en el caso general, obtenemos para el flujo de potencia compleja

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \int_A \frac{1}{2} \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot \vec{i}_z \, da \right) = -j2\omega (U_m - U_e + U_k) \quad \text{II.62}$$

donde A es la sección de la estructura, da el elemento de superficie, y se ha usado la notación abreviada de  $U_m$ ,  $U_e$  y  $U_k$  que son respectivamente el promedio temporal de las energías magnética, eléctrica y cinética.

$$U_m = \int_A \frac{1}{4} \mu_0 |H|^2 da \quad U_e = \int_A \frac{1}{4} \epsilon_0 |E|^2 da \quad U_k = \int_A \frac{1}{4} \epsilon_0 \frac{\omega^2}{\omega^2} |E|^2 da$$

La energía total  $U$  viene dada por la suma de las energías eléctrica, magnética y cinética.

$$U = U_e + U_m + U_k \quad \text{II.63}$$

Considerando que el sistema no tiene pérdidas se obtiene (50) como condición de resonancia, para la propagación guiada de la onda

$$U_m - U_e + U_k = 0 \quad \text{II.64}$$

La energía magnética  $U_m$  es la suma de las energías magnéticas en los tres medios (plasma, vidrio, aire) que constituyen la estructura de propagación. La energía eléctrica  $U_e$  es, igualmente, la suma de las correspondientes a cada medio mientras que la energía cinética  $U_k$  es la correspondiente sólo al plasma.

La condición II.64 exige para la propagación de la onda, que el valor medio temporal de la energía eléctrica sea igual a la suma de los de la magnética y la cinética. Para el caso de la aproximación cuasiestática (53), en que la energía magnética es despreciable, nos quedaría  $U_e = U_k$ . Para las ondas electromagnéticas en un dieléctrico clásico  $U_k = 0$ , por lo tanto  $U_e = U_m$ . El valor medio temporal de las energías eléctrica y magnética son iguales, resultado conocido de la teoría de propagación de ondas electromagnéticas.

Las relaciones II.63 y II.64 permiten escribir para la energía total

$$U = 2 U_e = 2(U_m + U_k) \quad \text{II.65}$$

Repartición de la energía en cada medio:

El estudio de los campos, realizado en II.B.2, ha permitido el cálculo (60) de la variación en las energías correspondientes a cada medio a lo largo de la curva de fase. Hay que señalar varios hechos importantes:

- la energía electromagnética total  $U$ , aumenta con  $\omega/\omega_p$  como puede verse para un caso concreto en la figura 20.

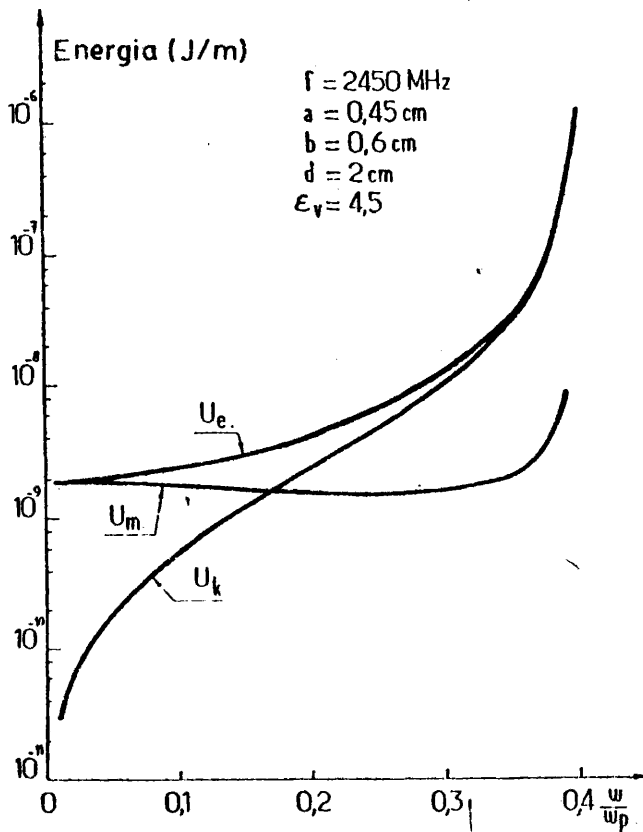


Figura 20. Variación de las diferentes energías totales en función de  $\omega/\omega_p$ . (Ref. 48).

- para los valores pequeños de  $\omega/\omega_p$ , los campos penetran poco en el plasma, así la energía está concentrada en su mayor parte en el exterior, figura 21, en forma eléctrica o magnética. La energía eléctrica total  $U_e$  es en este caso prácticamente igual a la energía magnética total, siendo la cinética sensiblemente inferior. La onda de superficie en lo que concierne a energías tiene, en este caso, el mismo comportamiento que una onda electromagnética clásica. Además, como se vió en II.B.1, la velocidad de fase de la onda es del orden de  $c/\sqrt{\epsilon}$ , todo ocurre pues como si el plasma jugara un papel insignificante en la propagación. Sin embargo ésta no se produciría sin aquél. El plasma se comporta únicamente como gufa de la energía. Por otra parte, en esta región de la curva de dispersión, el campo eléctrico  $E_r$  es mucho mayor que  $E_z$  en el vidrio y el aire. En consecuencia las energías eléctricas transversales (relativas a los campos  $E_r$ ) son mucho mayores, en estos medios, que las relativas a la componente longitudinal  $E_z$ .

La energía eléctrica total es en esta región de la curva de dispersión

$$U_e = U_{ev, \text{transversal}} + U_{ex, \text{transversal}} \quad \text{II.66}$$

siendo  $U_{ev}$  y  $U_{ex}$  las energías eléctricas relativas al vidrio y al aire, ya que la relativa al plasma es despreciable.

- para los valores grandes de  $\beta$ , los campos de la onda se concentran en la frontera PLASMA-DIELECTRICO. La energía electromagnética sigue el mismo comportamiento. Por otra parte el valor de la energía magnética es despreciable respecto a los de las energías eléctrica y cinética. Para los valores grandes de  $\beta$ , densidades electrónicas próximas a la densidad crítica, la energía eléctrica total es prácticamente igual a la energía cinética. Nos volvemos a encontrar pues con la condición de reso-

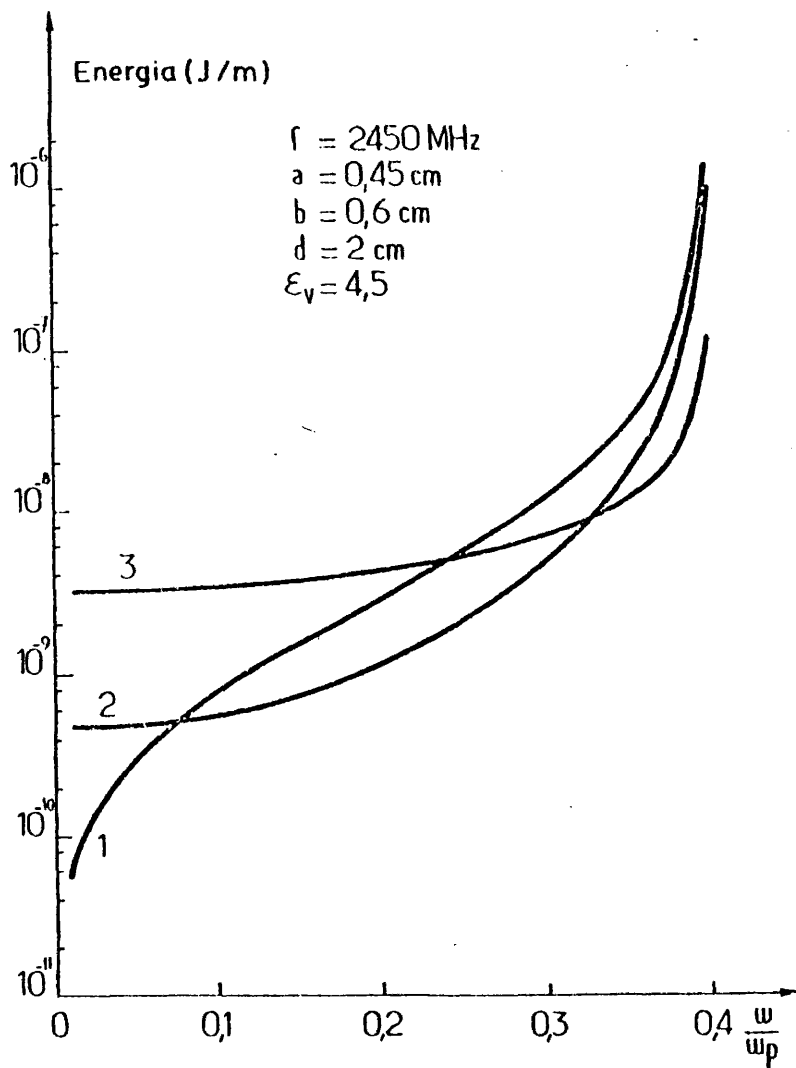


Figura 21: Variación de las energías electromagnéticas totales en los diferentes medios en función de  $\frac{\omega}{\omega_p}$   
1 - PLASMA 2 - DIELECTRICO 3 - EXTERIOR (Ref.46)

nancia correspondiente a la aproximación cuasiestática.

#### II.B.4 Atenuación.

Todos los cálculos precedentes han supuesto despreciable la atenuación  $\alpha$  de la onda frente a su constante de propagación  $\beta$ . Así la variación de los campos con  $z$  se consideraba de la forma  $\exp(-j\beta z)$ . Sin embargo la evolución de la potencia de la onda

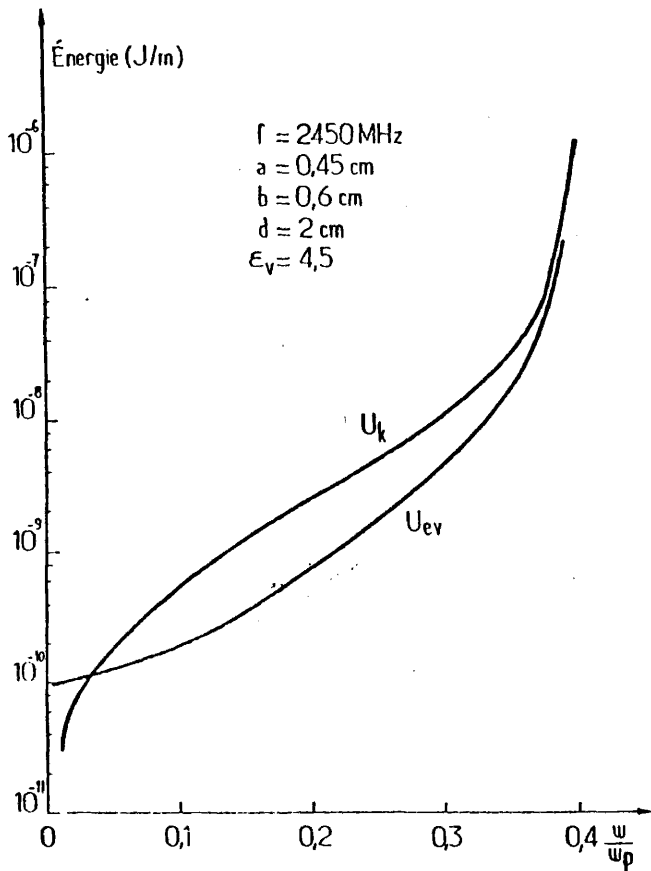


Figura 22. Variación de las energías cinética  $U_k$  y eléctrica en el vidrio  $U_{ev}$  en función de  $\omega/\omega_p$ . (Ref. 48).

a lo largo del plasma sólo puede explicarse teniendo en cuenta la atenuación. Esta puede ser determinada "a posteriori" por el teorema de Variación (50) (61). Considerando el caso  $v \ll \omega$ , puede escribirse la atenuación como:

$$\alpha_p = \frac{\nu U_k}{P_{inc}} \quad \text{II.67}$$

donde  $P_{inc}$  es la potencia de la onda,  $\nu$  la frecuencia de colisión efectiva para el transporte de la cantidad de movimiento. Vamos a comparar esta atenuación debida al plasma con la atenuación debida al vidrio, supuesto éste con pérdidas  $\epsilon_v = \epsilon_r + j\epsilon_i$ .

En el vidrio la atenuación  $\alpha_v$  viene dada (62) por

$$\alpha_v = \omega \operatorname{tg} \delta \frac{U_{ev}}{P_{inc}} \quad \text{II.68}$$

donde  $\operatorname{tg} \delta = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_r}$  y  $U_{ev}$  la energía eléctrica en el vidrio.

Para  $\nu/\omega \approx 10^{-1}$  y  $\operatorname{tg} \delta \approx 10^{-4}$ , condiciones medias en las que se realizan las descargas aquí estudiadas, la relación  $\alpha_p/\alpha_v$  se escribe

$$\frac{\alpha_p}{\alpha_v} \approx 10^3 \frac{U_k}{U_{ev}} \quad \text{II.69}$$

Como se ha dicho en II.B.3, y se ilustra en la figura 22, la energía cinética  $U_k$  permanece superior a la energía eléctrica  $U_{ev}$ , salvo para los valores de  $\omega/\omega_p$  muy pequeños. La relación  $U_k/U_{ev}$  permanece en cualquier caso inferior o del orden de  $10^{-1}$ . En estas condiciones, la atenuación en el vidrio es despreciable frente a la debida al plasma. La atenuación de la onda es pues  $\alpha = \alpha_p$ .

Bers ha mostrado (50) que la atenuación puede escribirse en función de la velocidad de grupo  $v_g$  de la onda como:

$$\alpha = \frac{vU_k}{v_g U} \quad \text{II.70}$$

pues

$$P_{inc} = v_g U \quad \text{II.71}$$

Para los valores pequeños de  $\omega/\omega_p$ , la energía cinética es mucho menor que la energía total por lo que la atenuación resulta muy pequeña. Cuando  $\omega/\omega_p$  crece, la relación  $U_k/U$  aumenta y  $v_g$

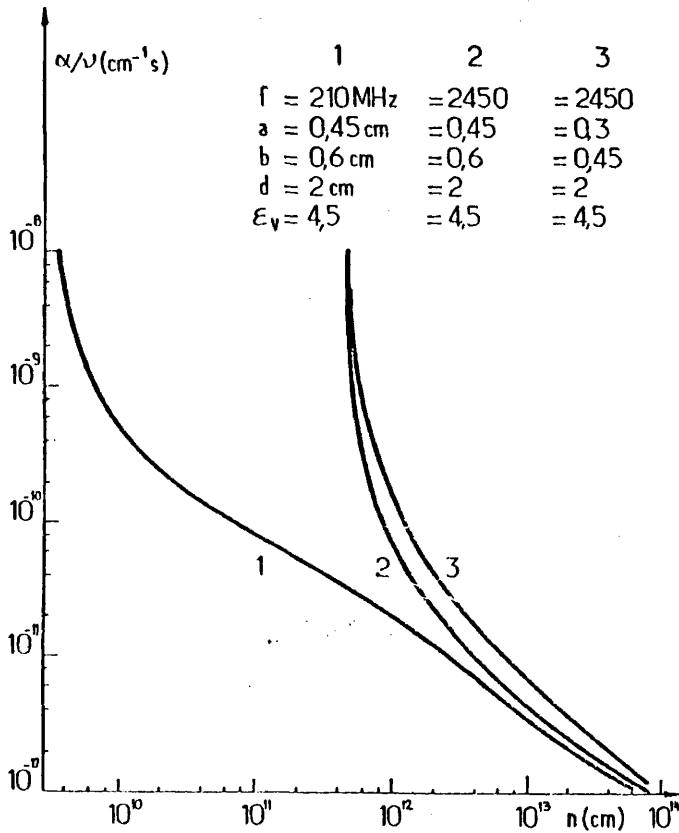


Figura 23. Atenuación en función de la densidad electrónica (Ref. 48).

disminuye, en consecuencia la atenuación  $\alpha$  crece.

Para los valores de  $\beta$  grandes, la energía cinética es prácticamente igual a la energía eléctrica y la atenuación tiende al valor  $v/2v_g$ . Nos encontramos con la expresión que se obtiene en la aproximación cuasiestática.

En la figura 23 se muestra la variación de  $\alpha/v$  con la densidad electrónica. La atenuación aumenta al disminuir la densidad y cuando ésta tiende al valor crítico, la atenuación se hace infinita.

Es interesante señalar:

- la atenuación de la onda se obtiene directamente de la ecuación de dispersión, por lo que es independiente de la potencia incidente de la onda.
- como se ve en la figura 23, para una misma densidad electrónica, la atenuación aumenta al disminuir el radio de la columna de plasma, aunque la forma de la curva,  $\alpha/v$  en función de  $n$ , permanece igual.
- cuando la frecuencia de excitación de la onda disminuye, para una densidad fija, la atenuación decrece.

#### II.B.5 Influencia de la frecuencia de colisión en la curva de fase

Hasta aquí hemos estudiado la propagación y distribución de los campos de la onda de superficie en una columna de plasma, cuando no se consideran las colisiones,  $\nu \ll \omega$ . Sin embargo ha podido obtenerse (58) la curva de dispersión para los modos plasma cuando se consideran las colisiones, lo que conduce a considerar la permitividad del plasma como compleja. La ecuación de dispersión puede escribirse, en este caso, como una función de dos va-

riables complejas

$$f(X, Y) = 0 \quad \text{II.72}$$

donde

$$0 < Y = \frac{\omega}{\omega_p} < \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon_v}} \quad \text{II.73}$$

$$X = \alpha + j\beta \quad \text{II.74}$$

La constante dieléctrica del plasma toma el valor

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} - j \frac{\nu}{\omega} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \quad \text{II.75}$$

Para resolver la ecuación II.72 se busca X, partiendo de Y dado, tal que la verifique. El cálculo numérico (58), ha sido reducido a un problema de variables reales. Sabiendo que  $f(X, Y) = 0 \Leftrightarrow$

$\Leftrightarrow |f(X, Y)| = 0$  tendrá una solución, puesto que se trata de un problema físico, basta con buscar el menor mínimo de  $|f(X, Y)|$ , que será cero, para lo cual se ha utilizado un programa de minimización que puede obtener el mínimo de la función real  $|f(X, Y)|$  de dos variables reales independientes  $\alpha$  y  $\beta$ , siendo  $Y = \omega/\omega_p$  conocido. Es necesario asegurarse de que  $f(X, Y)$  tiene sus partes real e imaginaria muy pequeñas y del mismo orden de magnitud para el cero de  $|f(X, Y)|$  ya que el ordenador podría minimizar solamente una de ellas.

Fase  $\beta$  y atenuación  $\alpha$ :

En las figuras 24 se representan  $\alpha$  y  $\beta$  en función de  $\omega/\omega_p$ , con la frecuencia de colisión efectiva  $\nu$  como parámetro.

En el caso poco colisional ( $\nu < \frac{\omega}{10}$ ), la curva de fase es sensiblemente idéntica a la calculada en II.B.1, la atenuación corresponde a la que se obtiene por el método de variación, citado en

II.B.4, hasta frecuencias  $\nu$  del orden de  $\nu = \omega/5$ .

En el caso fuertemente colisional ( $\nu > \omega$ ), la curva de fase está tanto más deformada cuanto mayor es  $\nu$ . A medida que  $\omega/\omega_p$  aumenta,  $\beta$  ya no tiende a infinito, como en el caso  $\nu=0$ , sino que tiende a valores inferiores incluso a  $k_0$ . Este límite de los valores de

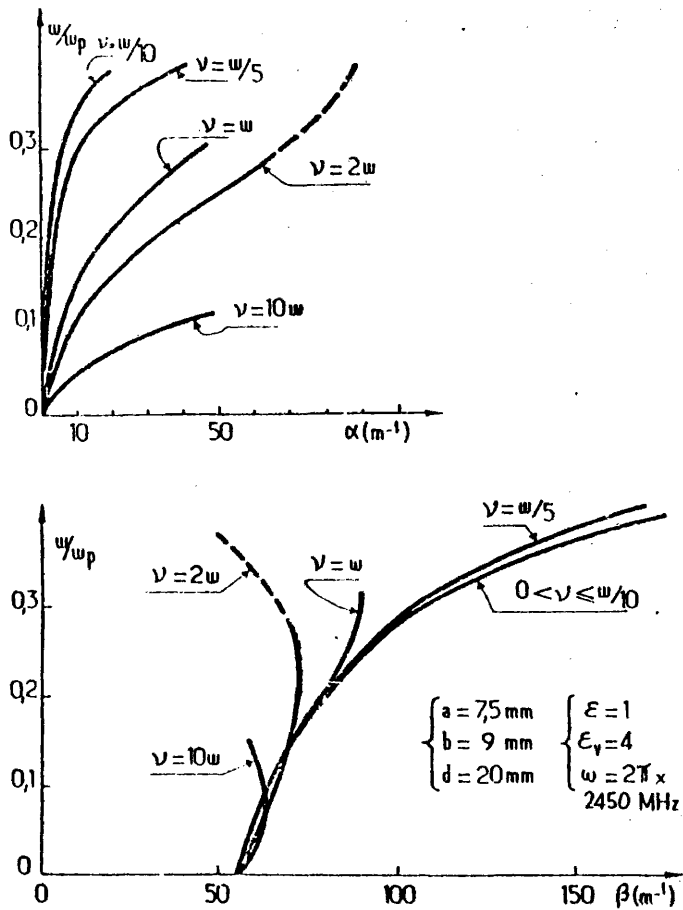


Figura 24. Fase  $\beta$  y atenuación  $\alpha$  en función de  $\omega/\omega_p$ . Parámetro:  $\nu$  (Ref. 58).

$\beta$ , es debido a que simultáneamente  $\alpha$  tiende a infinito. El hecho de que  $\alpha$  se haga del mismo orden de magnitud que  $\beta$ , indica que la onda está ya muy atenuada. Así las curvas en que  $\omega/\omega_p > \omega/\omega_p(\beta_{\max})$  no tienen significado físico. Si admitimos que para la existencia de la onda es necesario que  $\beta$  sea mayor que  $\alpha$ , la propagación será posible, como se ve en la figura 24 (curvas de trazo continuo), incluso para valores de  $v$  grandes. Como  $\alpha$  tiende más deprisa hacia infinito, cuanto mayor es  $v$  frente a  $\omega$ , en el caso muy colisional sólo hay propagación para valores pequeños de  $\omega/\omega_p$ , en los que la curva de dispersión es casi una recta. Lo que equivale a decir que a presión muy alta o frecuencias muy bajas, el medio ya no es dispersivo y se tiene la velocidad de fase de la onda igual a la velocidad de grupo.

Por otra parte, el hecho de que la propagación en un caso muy colisional no sea posible más que para  $\omega/\omega_p$  pequeño se justifica desde el punto de vista energético, pues para valores pequeños de  $\omega/\omega_p$ , la energía se propaga sobre todo en el exterior del plasma, lo que limita las pérdidas debidas a las colisiones. Por esta razón cuando  $v > \omega$  el aumento de  $\alpha$  es más débil no siendo ya proporcional a  $v$ .

La curva de fase con  $v \neq 0$  está por encima de la correspondiente a  $v=0$ , para los valores grandes de  $\omega/\omega_p$  y por debajo para  $\omega/\omega_p$  pequeño. De ello se sigue que hay un punto de intersección entre las dos curvas, lo que quiere decir que hay una densidad (o una frecuencia, según el caso) en la que las características de fase son las mismas para el caso colisional que para el no colisional.

## II.C DESCARGAS PRODUCIDAS POR UNA ONDA DE SUPERFICIE

A lo largo de una columna de plasma pueden propagarse on-

das electromagnéticas cuyo campo eléctrico  $\vec{E}$  y número de onda  $\vec{k}$  sean paralelos al eje de la columna. En ellas se observa, como se ha detallado anteriormente, la existencia de un máximo del campo en la superficie plasma-dieléctrico.

El campo eléctrico, a la frecuencia de microondas, puede ionizar el gas, obteniéndose un plasma cuando se suministra al sistema la potencia suficiente. La condición II.43 significa que la onda no puede propagarse sin plasma, estamos pues ante un sistema en el que la onda de superficie mantiene la columna de plasma que actúa como medio de propagación.

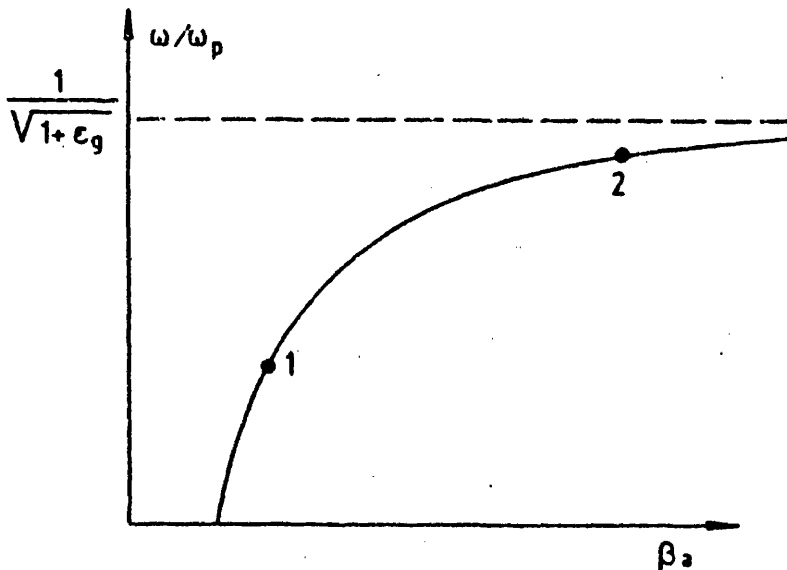


Figura 25. Curva deducida de la curva de dispersión, para  $\omega$  constante.

La curva de dispersión de la onda de superficie se mostró en la figura 14, pero, en la práctica, la frecuencia de la onda es constante y las variables más apropiadas son las adimensionales

$\omega/\omega_p$  y  $\beta a$ , como se ilustra en la figura 25.

Desde el principio de la columna de plasma (punto de acoplo de la potencia) hasta su final, la energía para ionizar el gas es tomada de la onda mientras que sea superior a un cierto valor umbral. Este valor debe ser tal que los electrones creados lleguen al valor mínimo de densidad,  $n_c$ , en el que puede realizarse la propagación. Así la densidad electrónica decrece a lo largo de la columna y el punto de operación del sistema recorre la curva de la figura 25, desde 1 hasta 2. Este hecho tiene dos consecuencias principales, la distribución de campos

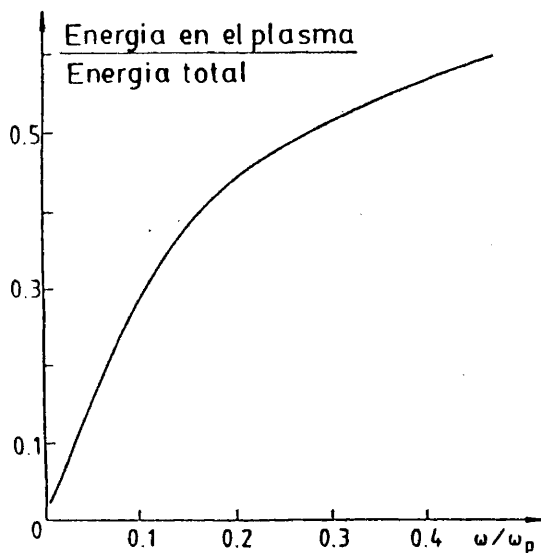


Figura 26. Proporción de energía en el plasma, respecto de la energía total, en función de  $\omega/\omega_p$ .

$f = 915$  MHz ;  $a = 7,5$  mm ;  $b = 9$  mm;  $\epsilon_v = 4$

de la onda varía a lo largo de la columna y otro tanto ocurre con la repartición de energía. En la figura 26 se muestra en qué consiste esta variación de la repartición de energía a lo largo de la columna. Sólo una pequeña parte de la energía co-

responde al plasma, para los valores pequeños de  $\omega/\omega_p$  (caso de la región 1 en la figura 25), mientras que para los máximos valores de  $\omega/\omega_p$ , al final de la columna, las cantidades de energía son prácticamente iguales dentro que fuera del plasma, (caso de la región 2 en la figura 25).

#### II.C.1 Dispositivos experimentales

Los sistemas empleados para la producción de descargas mediante ondas de superficie, deben incluirse en el apartado de sistemas propagantes, del párrafo I.C.3.

La excitación y propagación de ondas de superficie en una columna positiva, ha sido conocida durante años (52), sin embargo no existía ningún trabajo en el que la onda se utilizara para crear y mantener el plasma. Debido al hecho de que la onda de superficie existe sólo si  $\omega_p > \omega \sqrt{1+\epsilon_v}$ , es necesario suministrar una potencia suficiente para que el gas se ionice y pueda satisfacerse la condición de propagación de la onda. Parece ser pues, que las posibilidades de crear un plasma mediante onda de superficie están limitadas, en la práctica, por la ineficacia en el acoplo de la potencia.

En 1977 Moisan et al (63) propusieron dos sistemas para la creación de tales plasmas, obteniendo un buen acoplo de impedancia, de la estructura que contiene el plasma, al generador de microondas. La excitación de los modos de superficie, para mantener una descarga, había sido realizada, hasta entonces, con la ayuda de cavidades. Para el modo dipolar  $m=1$ , Tuma (64), excitando el modo  $TE_{011}$  en una cavidad resonante, había obtenido una columna de plasma de 50 cm de longitud para una frecuencia de 3000 MHz, con una relación  $\omega_p/\omega = 3$ . Para el modo de simetría axial, Leprince (65) había obtenido excitando una frecuencia de 500 MHz en una cavidad, columnas de plasma de varias de

centímetros, con valores de  $\omega_p/\omega$  del orden de 15. Los dispositivos propuestos por Moisan et al., fueron capaces de crear el plasma, sin ninguna otra fuente de energía que la de la onda de superficie.

El primero de ellos, llamado Surfatrón (66), se muestra en esquema en la figura 27. Está compuesto de dos partes básicas: la estructura coaxial, que determina la configuración y orientación del campo eléctrico, definiendo la simetría azimutal  $m=0$  y dando una orientación axial al campo eléctrico alterno, y el acoplador, que consiste en una antena cuya penetración radial permite variar la capacidad y adaptar así la impedancia del sistema a la del generador. La antena consiste en un cable coaxial fino y rígido, en cuya extremidad se ha soldado una pequeña placa de cobre, que presenta la misma curvatura que el cilindro coaxial. La columna plasma-vidrio ocupa el centro de esta estructura. La energía es acoplada al tubo por medio del gap existente entre el cilindro central y una de las bases de la estructura, figura 27. La banda de frecuencia a la que opera

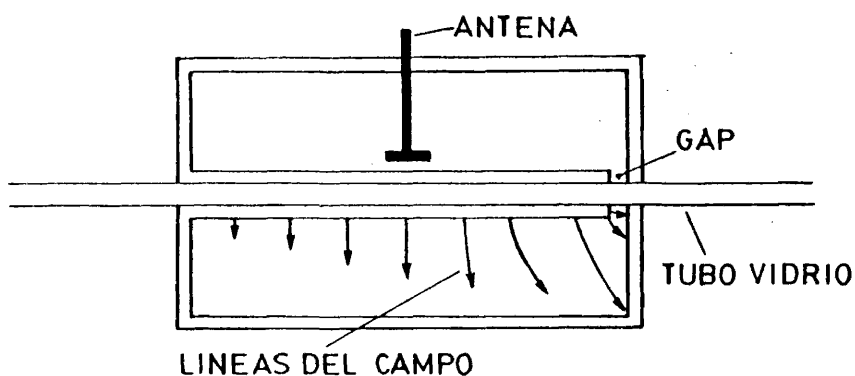


Figura 27. Esquema de un Surfatrón.

el Surfatrón va de 200 MHz a 2450 MHz, con una potencia absorbida superior al 80%. Su frecuencia central depende principalmente de las dimensiones internas de la estructura (67).

El rango de presiones de operación para un gas determinado, depende del diámetro del plasma. En una columna de argón de 25 mm de diámetro, la descarga se mantiene desde  $2 \cdot 10^{-4}$  Torr hasta 20 Torr. A partir de ahí la columna se hace inestable. Sin embargo las columnas de plasma de diámetro pequeño (5 mm, por ejemplo) pueden mantenerse hasta la presión atmosférica.

Las elevadas densidades electrónicas que pueden obtenerse mediante el Surfatrón, son consecuencia directa de la condición de propagación de la onda de superficie. Una de las ventajas del dispositivo es la de crear columnas de plasma bastante largas.

El segundo dispositivo para la creación de un plasma mediante onda de superficie es la "Surfagufa" (68), que está constituida de elementos standard de guía de ondas, figura 28. El tubo cilíndrico del plasma se sitúa a través de los orificios realizados en las caras anchas de la gufa. El diámetro de los mismos es de 1,5 a 2 veces superior al del tubo de vidrio. Las paredes de la guía han sido estrechadas, en la superficie que rodea los orificios, para evitar la perturbación de la onda de superficie. Esta estructura sustenta un campo eléctrico paralelo al eje del tubo, para el modo  $TE_{10}$  de la guía. La simetría azimutal ( $m=0$ ) se mantiene siempre que la razón del diámetro del tubo a la anchura de la cara perforada de la gufa no sea demasiado grande. Un cortocircuito móvil, colocado al final de la gufa, permite optimizar el acoplo hasta obtener la longitud máxima de plasma, lo cual corresponde a un mínimo de la potencia reflejada en la guía de ondas.

Las propiedades generales de una columna de plasma excitada

por Surfaguía son idénticas a las del plasma generado por Surfatrón. En el caso de Surfaguía, el diámetro del plasma está limitado por la anchura de la guía de ondas. El dominio de operación se extiende a un rango de frecuencias más altas que el Surfatrón, lo que conduce a una densidad electrónica superior. Por otra parte la potencia, que puede suministrarse mediante Surfaguía es mayor que en el caso del Surfatrón, donde existe un límite impuesto por el acoplador y el cable coaxial. En banda S se han obtenido (68) columnas de 1,5 m de longitud y 10 mm de diámetro, mediante el acoplo al 96% de 2,4 Kw, en un plasma de

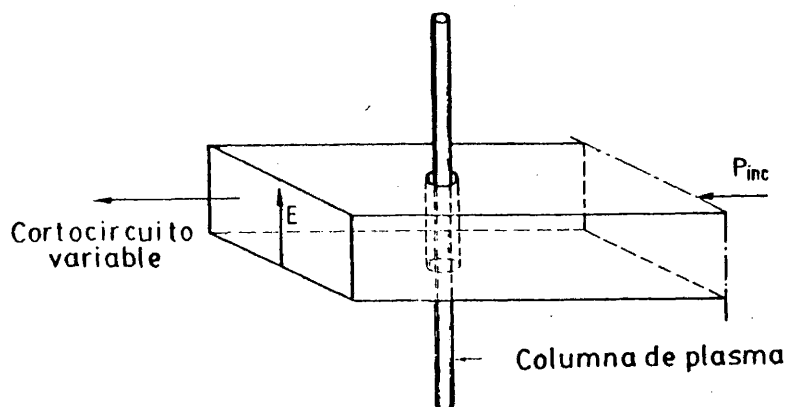


Figura 28. Esquema de una Surfaguía.

hidrógeno a la presión de 0,5 Torr.

Los plasmas producidos por onda de superficie, pueden usarse como sustitución de otros tipos de plasmas r.f. o de descargas d.c. con ciertas ventajas. Se ha comprobado (68) que la eficiencia del Surfatrón es mayor que la de otras pequeñas estructuras r.f., capaces de producir largas columnas de plasma. Así en la estructura helicoidal periódica, puesta a punto por Lisitano et al. (69), el número de electrones obtenidos por unidad de potencia absorbida es menor, siendo la eficiencia del Surfatrón más

alta para el rango completo de frecuencias examinadas. Por otra parte el Surfatrón trabaja en un solo modo ( $m=0$ ) mientras que la estructura helicoidal trabaja alternativamente al menos en dos modos ( $m=0$ ,  $m=1$ ), por tanto su descarga es menos reproducible.

Los métodos clásicos para obtener un plasma r.f., tienen que utilizar un campo magnético, externo, axial o utilizar estructuras que rodeen y se extiendan a lo largo del plasma. Las dificultades mecánicas de estos sistemas son salvadas, ampliamente, por el Surfatrón y la Surfagufa, cuyo diseño, como se mostró en las figuras 27 y 28, es bastante más simple.

Con respecto a las descargas d.c., la principal ventaja de las estructuras de onda de superficie es su capacidad de operación a bajas presiones. Esto es debido al hecho de que no hay electrodos en el plasma, lo cual elimina la corrosión, deposición y los problemas de absorción, que son particularmente importantes a las presiones de unos pocos mTorr. Una descarga producida por Surfatrón, opera fácilmente para valores de  $pR$  ( $p$ , presión y  $R$ , radio del plasma) del orden de  $0,2 \text{ cm.} \cdot \text{mTorr}$ , en argón, lo cual corresponde al mínimo valor de operación de la columna positiva.

Como ejemplo de las aplicaciones del Surfatrón citaremos el láser construido por Gagne et al. (70). Este láser, de construcción simple, produce unos pocos vatios en la región de longitudes de onda de  $2,6 \mu\text{m}$  a  $3 \mu\text{m}$ .

A lo largo de los años, han visto la luz nuevas aplicaciones de este tipo de descargas, principalmente en el dominio de fuentes espectroscópicas, de descargas láser y de la química de plasmas. Recientemente (71) se ha producido una lámpara, de descarga por microondas a alta presión, en kriptón, utilizando la Surfagufa como estructura de excitación. También con estructura de onda de superficie, Pouey et al. (72), han realizado una fuente

V.U.V. Estas aplicaciones necesitan la obtención de plasma en un dominio amplio de presiones y ocupando volúmenes importantes. Además, es necesario el análisis de la influencia de los parámetros exteriores (presión, potencia ..) en la descarga, lo cual será objeto de análisis a continuación.

#### II.C.2 Distribución espacial de la densidad electrónica

La comprobación experimental de la curva de fase obtenida en II.B.1, para el caso en que la onda se propaga en el plasma que ella misma mantiene, ha sido realizada por Zakrzewski et al. (73). Para una frecuencia de excitación fija, han obtenido la variación de la longitud de onda a lo largo de la columna y con ello la curva de fase experimental, para lo cual fue determinada previamente la densidad electrónica a lo largo de la columna. Con ello se comprobó que el fenómeno, no lineal, de la propagación de la onda de superficie en un medio creado por ella, puede ser descrito por la teoría lineal de Trivelpiece and Gould (52), que se detalló en el apartado II.B. Este tipo de comportamiento ha sido observado también en otros experimentos concernientes a la interacción r.f. - plasma, por Messiaen y Vandenplas (74), Fredericks and Amussen (75), Moisan (76). Respecto a la atenuación que experimenta la onda al avanzar en su propagación, se ha verificado (73), (77), su carácter colisional, en el rango de presiones en que se trabajará en nuestro caso. La variación de la atenuación de la onda a lo largo de la columna ha sido obtenida experimentalmente por Nghiem et al. (77) y corresponde a los valores expresados por la ecuación II.67. La onda se atenúa al propagarse, pues su energía está siendo cedida en cada punto de la columna al plasma. La atenuación está así relacionada con la densidad electrónica que se produce.

A continuación vamos a detallar las características de la distribución longitudinal de la densidad electrónica, en el estado estacionario de este tipo de descargas, obtenida en los trabajos

de estos últimos años (48), (58), (73), (78), (79). De la variación de la fase del campo eléctrico, a lo largo de la columna de plasma, se ha podido obtener el perfil longitudinal de la densidad electrónica.

El plasma creado es completamente estable y las medidas han permitido constatar que ni la densidad electrónica ni la longitud del plasma varían cuando la potencia incidente y la presión se mantienen constantes. En todos los casos, la densidad electrónica decrece, a partir del acoplador, y para una presión fija la longitud total del plasma aumenta de forma monótona con la potencia incidente.

En las gráficas se tomó como origen para la longitud de la columna, el final de la misma.

#### Influencia de la potencia incidente:

Cuando se aumenta la potencia de la onda incidente, la densidad electrónica, a la altura del gap del Surfatrón, crece. Sin embargo, como puede verse en la figura 29, para cada presión, los puntos experimentales de la densidad electrónica obtenidos a diferentes potencias de la onda incidente, se sitúan en la misma curva. Esto significa que para condiciones experimentales dadas, la curva que sigue el perfil longitudinal de la densidad electrónica es universal sea cual sea la potencia de la onda. La justificación teórica de este hecho se verá en el siguiente apartado.

#### Influencia de la presión:

En las figuras 29 y 30 se muestran los resultados experimentales (48) del perfil longitudinal de la densidad electrónica, obtenidos, en argón, para presiones desde 0,1 Torr hasta 20 Torr. Como puede verse la afirmación hecha precedentemente, sobre la

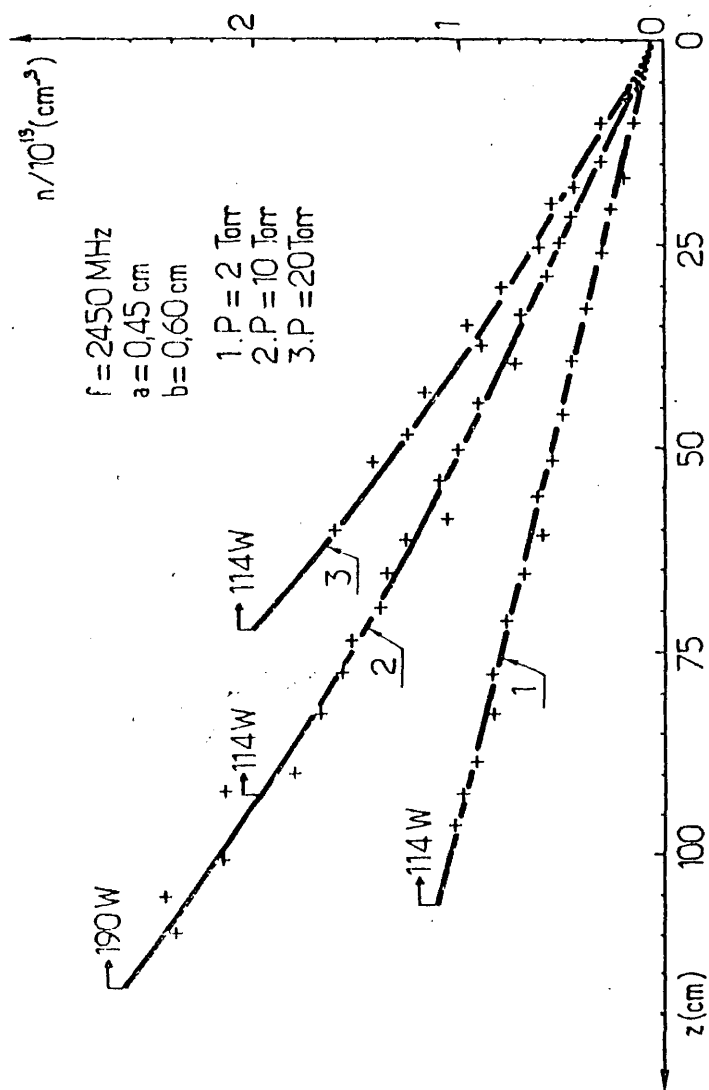


Figura 29. Perfil longitudinal de la densidad obtenido para el argon. Parámetro: la presión del gas (Ref. 48L).

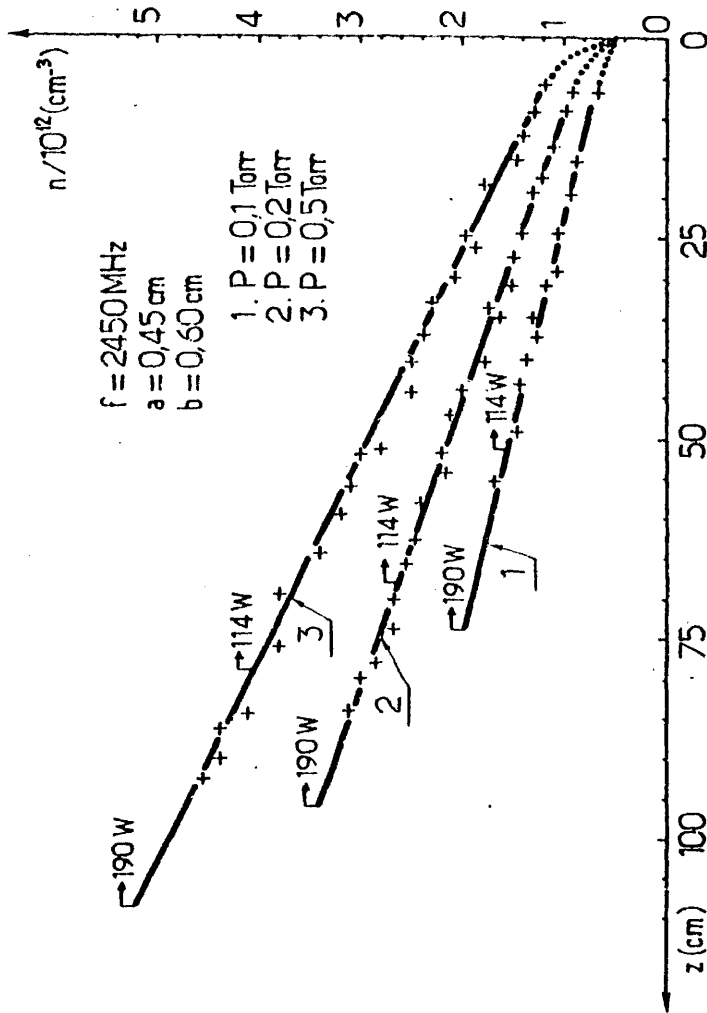


Figura 30. Perfil longitudinal de la densidad obtenido para el argon. Parámetro: la presión del gas (Ref. 48L).

influencia de la potencia incidente, es válida cualquiera que sea la presión.

Las pendientes de la curva  $n=f(z)$  son tanto mayores cuanto mayor es la presión, este aumento es debido al de la frecuencia de colisión efectiva  $\nu$ , pues la pendiente  $dn/dz$  es, como veremos más adelante, proporcional a  $\nu$ .

Influencia del radio de la columna de plasma:

En la figura 31 puede verse el perfil longitudinal de la densidad electrónica obtenido, experimentalmente, para dos tubos de radios diferentes. Para no sobrecargar la figura, no se representaron los puntos experimentales.

El decrecimiento de la densidad electrónica es tanto más rápido cuanto menor sea el radio de la columna, si mantenemos fijos el resto de los parámetros.

Hay que hacer notar que el aumento de la presión y la disminución del radio del tubo influyen de igual modo en el perfil longitudinal de la densidad.

Influencia de la naturaleza del gas:

El estudio del perfil longitudinal de la densidad electrónica en función de la potencia y la presión, para descargas de neon y helio, figura 32a y 32b, ha mostrado que las precisiones que se hicieron, sobre la influencia de la potencia incidente y de la presión, en el caso del argon, son válidas también para el neon y el helio.

En la figura 33 se han representado los perfiles longitudinales de la densidad electrónica para una misma presión, en



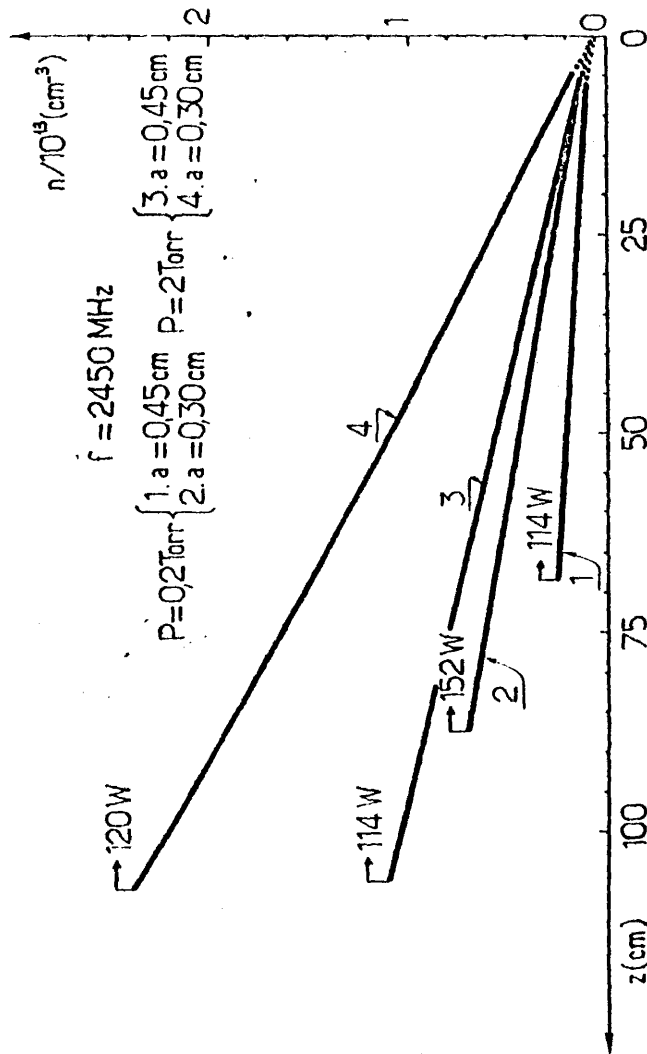


Figura 31. Perfil longitudinal de la densidad para el argon. Parámetro: el radio del tubo (Ref. 48)

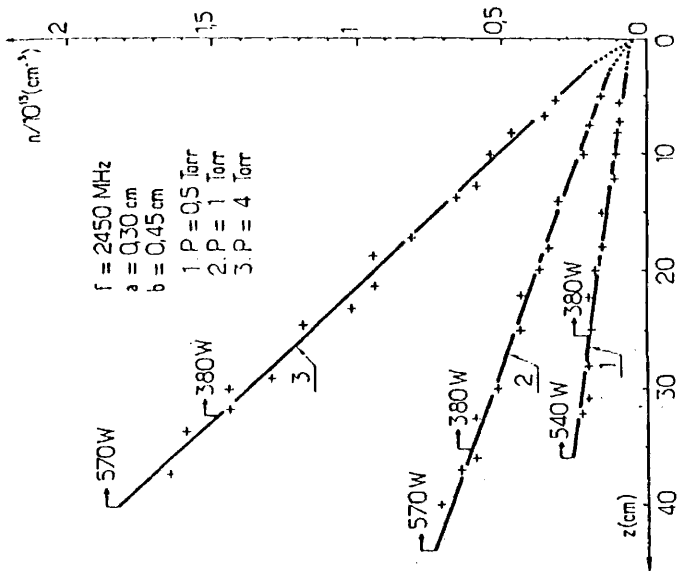


Figura 32b. Perfil longitudinal de la densidad obtenido para el helio (Ref. 48)

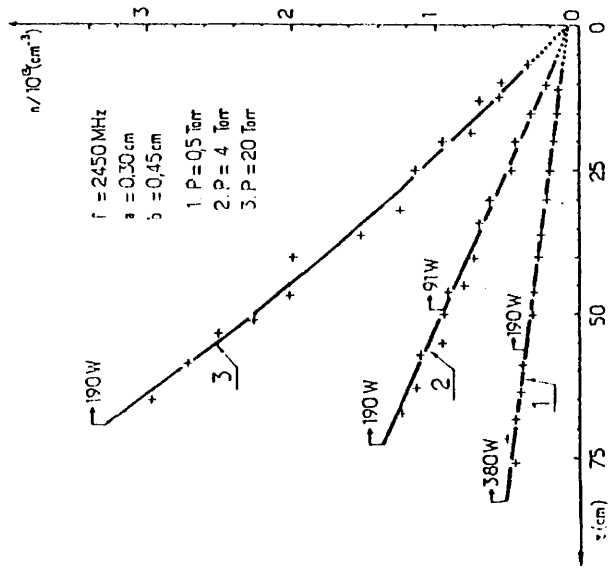


Figura 32a. Perfil longitudinal de la densidad obtenido para el neon (Ref. 48)

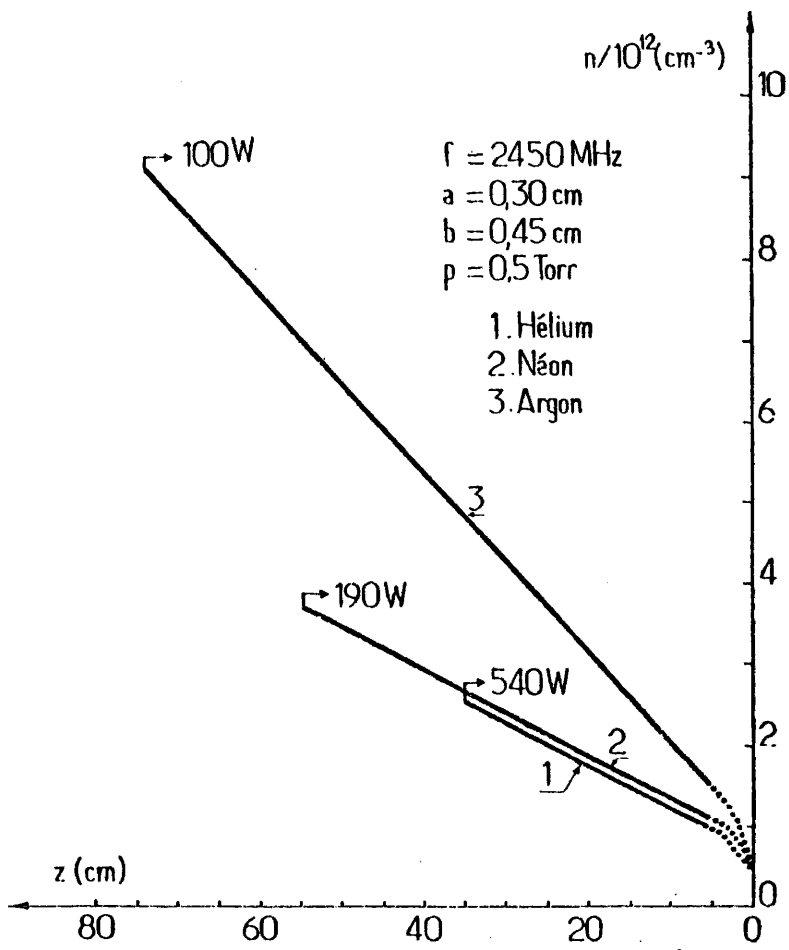


Figura 33. Perfil longitudinal de la densidad para diferentes gases (Ref. 48)

tres gases, pudiendo observarse que la potencia necesaria para obtener densidades electrónicas elevadas, es mayor en el helio que en el neon y mayor en éste que en el argon. Además, se observa que el perfil de la densidad para el neon es casi paralelo al del helio lo que va a implicar que las frecuencias de colisión efectiva  $\nu$ , en estos dos gases, toman valores próximos para la presión de 500 mTorr.

Influencia de la frecuencia de la onda:

Las medidas efectuadas en argon, para frecuencias de excitación de 210 MHz y 2.200 MHz, han mostrado, figura 34, que la curva  $n=f(z)$  para 210 MHz deja de ser una recta, como en el caso de 2.200 MHz.

En la misma figura puede verse el cambio en el perfil longitudinal de la densidad cuando, para una misma presión y potencia, se modifica la frecuencia de excitación. Las densidades electrónicas a la altura del gap son, sin embargo, del mismo orden para ambos casos y es la longitud de la descarga la que varía.

### II.C.3 Modelización de las descargas creadas por onda de superficie, en estado estacionario.

Recientemente (79), se ha puesto a punto un modelo teórico que predice la distribución longitudinal de la densidad electrónica y de la potencia de la onda, así como la influencia de la frecuencia de colisión  $\nu$ , la frecuencia de la onda y el diámetro del plasma, sobre la misma. Se hará uso de él en el capítulo IV y por ello se detalla a continuación.

El problema consiste en determinar la distribución de potencia  $P(z)$  y de densidad electrónica  $n(z)$ , a lo largo de la posición axial, cuando las conocemos en una posición  $z_1$  determinada.

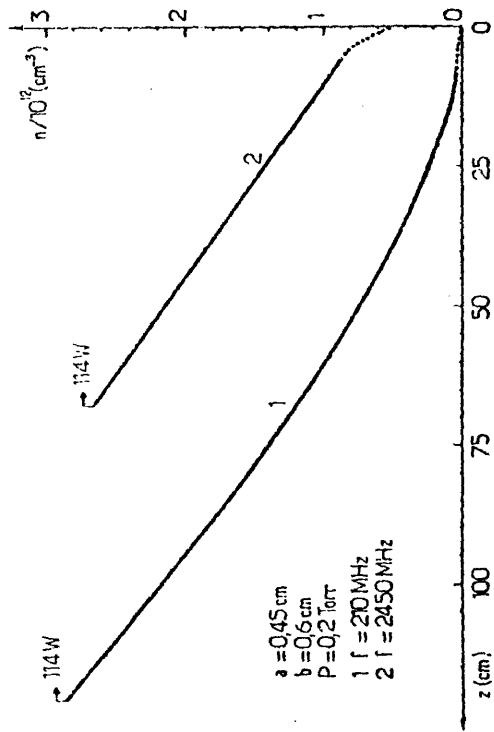


Figura 14. Comparación de los perfiles longitudinales obtenidos para el argón a 210 MHz y a 2.450 MHz. (Ref. 48)

Esta posición  $z_1$ , puede ser el punto de acoplo en el que la potencia es la de la onda incidente suministrada por el generador h.f.

Como se vió en II.B.4, la propagación de la onda a lo largo del plasma, sólo puede ser comprendida teniendo en cuenta que hay una transferencia de energía de aquella a éste, causante de la atenuación de la onda. Al mismo tiempo sabemos, por la ecuación II.70, que la atenuación puede escribirse

$$\frac{\alpha}{v} = f(n) \quad \text{II.78}$$

donde, para una estructura dada,  $f(n)$  es una función que depende únicamente de la densidad electrónica  $n$ , promediada sobre la sección de la columna de plasma puesto que no consideramos variación radial. La relación II.78 permite conocer la evolución longitudinal de la potencia de la onda, a lo largo de la columna, si la repartición longitudinal de la densidad electrónica y la frecuencia de colisión efectiva  $v$  son conocidas. A una distancia  $z$  del excitador, la potencia incidente se expresa por la relación:

$$P_{inc}(z) = P_{incl} e^{-2 \int_0^z \alpha(z) dz} \quad \text{II.79}$$

siendo  $P_{incl}$ , la potencia incidente en la posición del gap del Surfatrón.

Para el cálculo se considera la columna de plasma dividida en láminas cilíndricas, de espesor variable  $\Delta z$  muy pequeño y de bases la sección de la columna  $S$ , en cada una de las cuales la densidad se supone constante, variando al pasar de un elemento  $\Delta z$  al otro.

La potencia absorbida por uno de los pequeños cilindros, de

espesor  $\Delta z$ , situado a una distancia  $z$  del excitador, viene dada por

$$P_{\text{abs}}(\Delta z) = P_{\text{inc}}(z) \left[ 1 - e^{-2 \int_z^{z+\Delta z} \alpha(z) dz} \right] \quad \text{II.80}$$

Las relaciones II.78, II.79 y II.80 son verificadas por toda onda de superficie que se propague en una columna de plasma. En el caso del plasma creado por la onda de superficie, ella es la única fuente de energía. Con el fin de describir esta transferencia de energía, se ha hecho la hipótesis de que la relación entre la potencia absorbida y el número de electrones producidos en un intervalo  $\Delta z$ , es lineal y de la forma:

$$P_{\text{abs}}(\Delta z) = \theta S \int_z^{z+\Delta z} n(z) dz \quad \text{II.81}$$

donde  $\theta$  es una constante de proporcionalidad que dependerá, a priori, del gas, de la presión, del radio del tubo y de la frecuencia de la onda, pero se considera independiente de la potencia incidente. Por ello  $\theta$  será constante a lo largo de la columna. Esta hipótesis que podría parecer muy simplista ha sido sin embargo justificada a la luz de los resultados experimentales.

Al plasma, dividido en pequeñas láminas cilíndricas, aplicamos pues las ecuaciones II.80 y II.81.

Si para el primer elemento  $\Delta z$ , que está situado junto al excitador, tenemos una potencia incidente  $P_{\text{incl}}$  y una densidad electrónica  $n_1$ , conocidas experimentalmente, se podrá escribir a partir de ellas la potencia absorbida:

$$P_{\text{abs1}}(\Delta z) = P_{\text{incl}} (1 - e^{-2\alpha_1 \Delta z}) \quad \text{II.82}$$

siendo  $\alpha_1$  conocido a partir de la curva de fase correspondiente a nuestras condiciones experimentales y para la densidad  $n_1$ .

Por otra parte la ecuación II.81, aplicada a la lámina 1 nos da

$$P_{abs1}(\Delta z) = \theta n_1 S \Delta z \quad \text{II.83}$$

Podemos despejar  $\theta$  de esta ecuación y sustituir la  $P_{abs1}$ , de la ecuación II.82, con lo que nos queda:

$$\theta = \frac{P_{incl}(1 - e^{-2\alpha_1 \Delta z})}{n_1 S \Delta z} \quad \text{II.84}$$

En la ecuación II.84 todas las magnitudes son conocidas, por tanto podemos obtener  $\theta$ . Hay que resaltar que si  $\Delta z$  se escoge suficientemente pequeño, se tendrá  $2\alpha_1 \Delta z \ll 1$ , y de ahí se podrá escribir:

$$\theta = \frac{2\alpha_1 P_{incl}}{n_1 S} \quad \text{II.85}$$

Esta relación muestra que en definitiva  $\theta$  no depende del espesor de la lámina  $\Delta z$ , que no es más que un artificio para el cálculo.

Una vez calculado  $\theta$ , que es el mismo para todos los elementos  $\Delta z$  a lo largo de la columna, se tendrá en la lámina 2

$$P_{abs2}(\Delta z) = P_{inc2}(1 - e^{-2\alpha_2 \Delta z}) \quad \text{II.86}$$

$$P_{abs2}(\Delta z) = \theta n_2 S \Delta z \quad \text{II.87}$$

siendo  $P_{inc2} = P_{incl} \cdot e^{-2\alpha_1 \Delta z}$ , puesto que conocemos  $\theta$  podemos despejar  $n_2$  en II.87 y sustituir  $P_{abs2}(\Delta z)$ , con lo que tenemos

$$n_2 = \frac{P_{incl} e^{-2\alpha_1 \Delta z} (1 - e^{-2\alpha_2 \Delta z})}{0.5 \Delta z} \quad \text{II.88}$$

Por otra parte sabemos que  $n_2$  y  $\alpha_2$  están relacionadas por la curva de dispersión de la onda.

$$\frac{\alpha_2}{v} = f(n_2) \quad \text{II.89}$$

La resolución de las dos ecuaciones, II.88 y II.89, que están representadas en la figura 35 se realiza utilizando un método iterativo (58). Se obtienen así  $\alpha_2$  y  $n_2$ .

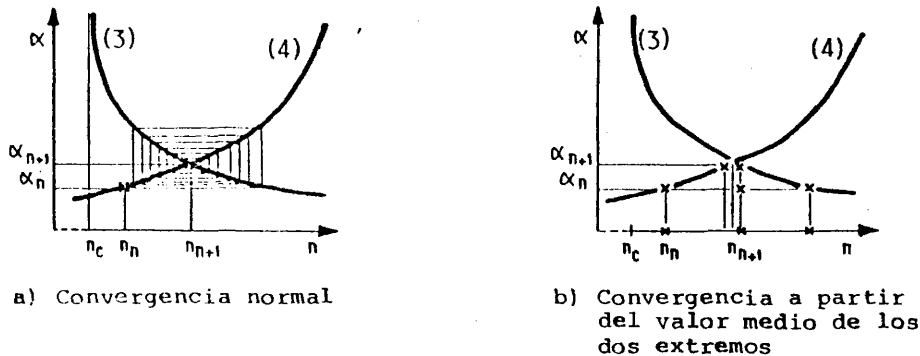


Figura 35. Convergencia hacia la intersección de las curvas II.88 y II.89. (Ref. 58)

Para las láminas siguientes se procede de forma análoga y así se calcula la densidad electrónica a lo largo de toda la columna, para unas condiciones experimentales dadas. El cálculo se detiene cuando la densidad electrónica obtenida en una lámina es muy próxima a la densidad de corte. Se podría intentar ir más lejos en el cálculo y aproximarse más a la densidad de corte, cogiendo espesores  $\Delta z$  cada vez más pequeños. Esto presenta poco interés pues la longitud total de la columna di-

fiere muy poco de la obtenida tomando  $\Delta z$  siempre iguales. La diferencia es siempre inferior a  $\Delta z$ .

El cálculo desarrollado, permite conocer en función de  $z$ :

- la densidad electrónica
- la potencia de la onda
- la variación relativa de los campos

La distribución longitudinal de la densidad electrónica así obtenida, ha sido comparada con los resultados experimentales, comprobándose la validez del modelo teórico.

Al mismo tiempo, puede estudiarse a través del cálculo, la influencia de los parámetros de la descarga, en el perfil longitudinal de la densidad electrónica, sin más que obtener la expresión  $\frac{dn}{dz}$ . Esto es lo que se desarrolla a continuación.

Para un  $\Delta z$  suficientemente pequeño, las ecuaciones II.80 y II.81 pueden escribirse

$$P_{abs}(\Delta z) = \theta n S \Delta z \quad \text{II.90}$$

$$P_{abs}(\Delta z) = 2\alpha P_{inc}(z) \Delta z \quad \text{II.91}$$

con  $P_{inc}(z) = P_{incl} e^{-2 \int_0^z \alpha dz}$ . Igualando II.90 y II.91 se obtiene:

$$2\alpha P_{inc} = \theta n S \quad \text{II.92}$$

derivando la ecuación II.92 respecto de  $z$  se tiene

$$2 \frac{d\alpha}{dz} P_{inc} + 2\alpha \frac{dP_{inc}}{dz} = \theta \frac{dn}{dz} S \quad \text{II.93}$$

Por otra parte tenemos

$$\frac{dP_{inc}}{dz} = -2\alpha P_{inc} \quad \text{II.94}$$

que sustituido en II.93 nos da:

$$2 \frac{d\alpha}{dz} P_{inc} - 4\alpha^2 P_{inc} = \theta \frac{dn}{dz} S \quad \text{II.95}$$

sustituyendo  $P_{inc}$  de II.92 nos queda

$$\frac{d\alpha}{dz} \cdot \frac{n}{\alpha} - 2\alpha n = \frac{dn}{dz} \quad \text{II.96}$$

Escribiendo ahora  $\frac{d\alpha}{dz} = \frac{d\alpha}{dn} \cdot \frac{dn}{dz}$ , nos queda

$$\frac{d\alpha}{dn} \cdot \frac{dn}{dz} \cdot \frac{n}{\alpha} - \frac{dn}{dz} = 2\alpha n \quad \text{II.97}$$

despejando  $\frac{dn}{dz}$ , obtenemos por fin

$$\frac{dn}{dz} = \frac{-2\alpha n}{1 - \frac{n}{\alpha} \frac{d\alpha}{dn}} \quad \text{II.98}$$

Hay que resaltar los siguientes hechos:

Según la ecuación II.98, la pendiente de la curva que representa la densidad electrónica en función de  $z$ , no depende más que de la ley que liga la atenuación  $\alpha$  y la densidad  $n$ . Se puede pues, determinar el perfil longitudinal de la densidad electrónica sin conocer la potencia incidente  $P_{incl}$ . Esto se explica por el hecho de que, según nuestra hipótesis, la relación entre las densidades electrónicas para dos láminas  $\Delta z$ , de la columna de plasma, es igual a la relación entre las potencias absorbidas. Esto no depende más que de la evolución de la atenua-

ción a lo largo del plasma siendo por ello independiente de la potencia  $P_{incl}$ . En efecto, si calculamos  $\frac{n_1}{n_2} = \frac{P_{abs1}}{P_{abs2}}$  para las dos láminas 1 y 2 tendremos

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{1 - e^{-2\alpha_1 \Delta z}}{e^{-2\alpha_1 \Delta z} (1 - e^{-2\alpha_2 \Delta z})} \quad \text{II.99}$$

El decrecimiento de  $n$  a lo largo de la columna es independiente de la potencia. Si se conoce la potencia incidente  $P_{incl}$ , se puede no obstante calcular la evolución de la potencia a lo largo de la columna, evaluar así correctamente los campos eléctricos y la energía a lo largo de  $z$  y por supuesto, determinar  $\theta$ .

La independencia del perfil longitudinal de la densidad electrónica con respecto a la potencia, que se obtiene experimentalmente, ha sido pues justificada mediante el modelo teórico expuesto.

Como se vió en II.B.4, la atenuación de la onda crece cuando la densidad disminuye, la derivada  $\frac{d\alpha}{dn}$  es pues negativa y ello implica, según la ecuación II.98, que la densidad electrónica decrece a lo largo de la columna. Ello concuerda con los resultados experimentales, detallados en II.C.2.

El decrecimiento de la densidad electrónica implica el de la potencia absorbida y por consiguiente la potencia incidente decrece de forma cada vez más lenta a lo largo de la columna.

Influencia de la frecuencia de colisión efectiva:

Puesto que la atenuación  $\alpha$  depende de  $v$  y de  $n$ , la pendiente de la curva de  $n$  en función de  $z$ , dada por la ecuación II.98, puede escribirse

$$\frac{dn}{dz} = - \nu F(n)$$

II.100

Para una densidad electrónica dada, la pendiente  $\frac{dn}{dz}$  es pues proporcional a la frecuencia de colisión efectiva  $\nu$ . En la figura 36 puede verse la gráfica de  $n$  en función de  $z$ , para dos frecuencias de colisión efectiva, con la misma estructura y partiendo de la misma densidad en el origen. Como la pendiente  $\frac{dn}{dz}$  es mayor para  $\nu = 1,5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ , la longitud total es en ese caso más pequeña que en el caso  $\nu = 1 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ .

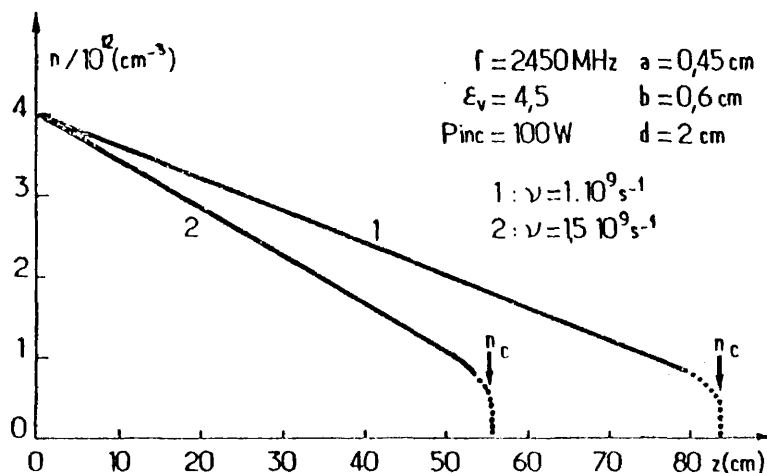


Figura 36. Perfil longitudinal de la densidad electrónica calculado para dos frecuencias de colisión efectiva (Ref. 48)

La integración de la ecuación II.98 ha mostrado que la longitud total del plasma es inversamente proporcional a  $\nu$  para una misma densidad electrónica en el origen. Por ello, a partir de la determinación experimental del perfil longitudinal de la densidad electrónica es posible evaluar la frecuencia de colisión efectiva. En efecto, a partir de la distribución lon-

gitudinal de la densidad electrónica obtenida experimentalmente, se mide la longitud  $L$  que hay desde una densidad  $n_1$  hasta el final de la columna. Se efectúa, además, el cálculo numérico, desarrollado en II.C.3, correspondiente a las condiciones experimentales, a partir de la densidad  $n_1$  en el origen y con una frecuencia de colisión aproximada  $v_a$ . Así obtenemos una longitud para el plasma  $L_a$  que vendrá dada por el producto del número de pasos  $N$  y el espesor  $\Delta z$  asociado a cada paso. La longitud total de la columna de plasma es, como hemos dicho, inversamente proporcional a  $v$ , por lo que, al ser el resto de los parámetros idénticos, se tendrá la siguiente relación entre la longitud real del plasma  $L$  y la correspondiente al cálculo teórico  $L_a$ .

$$\frac{L}{L_a} = \frac{v_a}{v} \quad \text{II.101}$$

y de aquí tendremos:

$$v = v_a \frac{L_a}{L} \quad \text{II.102}$$

Obteniéndose así la frecuencia de colisión efectiva que corresponde a las condiciones experimentales. Utilizando este valor de  $v$  en el cálculo teórico, se comprueba un ajuste satisfactorio con los resultados experimentales. En la figura 30, la curva de trazo continuo corresponde al cálculo realizado para la frecuencia de colisión, obtenida como acabamos de indicar. Como puede verse el acuerdo con los resultados experimentales es perfecto.

Este método de obtención de la frecuencia de colisión efectiva es el que utilizaremos en el capítulo IV para el cálculo en el caso de nuestra descarga, una vez estabilizada.

Influencia del radio del tubo:

Efectuado el cálculo de  $n(z)$ , para una misma frecuencia de colisión y partiendo del mismo valor de la densidad en el origen, se ha podido comprobar que al disminuir el radio del tubo la pendiente de la curva  $n(z)$  aumenta. Esto coincide con lo observado experimentalmente y descrito en II.C.2.

Influencia de la frecuencia de la onda:

También ha podido comprobarse, mediante el cálculo teórico del perfil longitudinal de la densidad, realizado para dos frecuencias distintas, que la longitud del plasma, para una misma densidad en el origen es mayor a la frecuencia de 210 MHz que a la de 2.450 MHz. Esto concuerda pues con lo observado experimentalmente. Podemos concluir que el modelo teórico descrito, basándose en la hipótesis de la proporcionalidad entre la potencia absorbida y el número de electrones en un elemento diferencial de plasma  $\Delta z$ , permite deducir los perfiles longitudinales de la densidad electrónica y la potencia si se conocen estas magnitudes en el origen. Obteniéndose además el valor de la frecuencia de colisión efectiva.

El cálculo permite asimismo obtener los campos y las energías a lo largo de la columna, pudiendo comprobarse una escasa variación del campo eléctrico longitudinal  $E_z(r=a)$ , como se ilustra en la figura 37.

El estudio de las características más fundamentales de las descargas creadas por una onda de superficie, en régimen estacionario nos permite ya dar paso al análisis del régimen transitorio, esto es, de los procesos de creación y extinción de tales descargas. Estos son hasta el momento, poco comprendidos y constituyen el objeto de los capítulos siguientes.

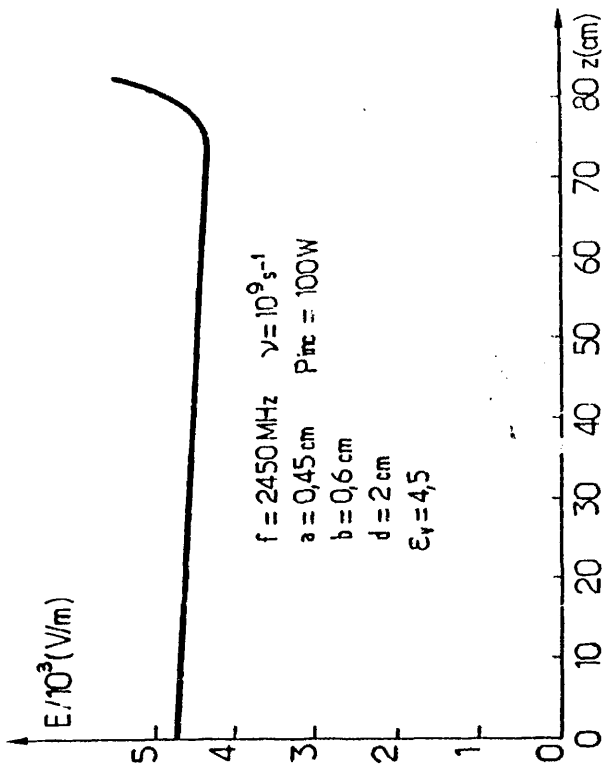


Figura 37. Perfil longitudinal del campo eléctrico  $E_z$  (real en argon. (Ref. 48))

### CAPITULO III

#### ESTUDIO DEL REGIMEN TRANSITORIO DE LA DESCARGA. AVANCE DEL FRENTE DE IONIZACION

En este capítulo se inicia el trabajo experimental, para el estudio de los procesos transitorios del plasma.

En primer lugar, ponemos de manifiesto la presencia de un frente de ionización, que avanza a lo largo de la columna de gas, creando la descarga, así como la existencia de un tiempo de subida para la onda h.f.,  $\tau_{hf}$ , y la señal luminosa.

Seguidamente, estudiamos la variación de la velocidad del frente  $v_f$  y del tiempo de subida  $\tau_{hf}$ , con la presión del gas, la potencia de la onda, la naturaleza del gas y la posición  $z$  a lo largo de la columna. Justificándose esta variación en base a los mecanismos de creación y pérdida de electrones.

Por último y a partir del comportamiento observado experimentalmente, se elabora un modelo teórico que describe el avance del frente de ionización, para el régimen colisional, y permite predecir la variación de  $v_f$  con los parámetros considerados.

### III.A INTRODUCCION

Cuando entre dos electrodos se aplica una tensión, suficiente para producir una descarga eléctrica, ésta no aparece de forma instantánea sino con un cierto retardo. El tiempo que transcurre, desde que se aplica la tensión hasta la aparición de la ionización, es conocido como tiempo de retardo, distinguiéndose en él dos etapas distintas: 1) tiempo de retardo estadístico  $t_s$ , debido a la probabilidad de que aparezca un electrón, que provoque el comienzo de la descarga, mientras que se aplica la tensión. 2) tiempo de formación  $t_f$ , correspondiente al tiempo necesario para que la descarga se extienda a todo el espacio entre los electrodos. Las técnicas de medida de estos tiempos pueden verse en (80).

El mecanismo responsable de las distintas etapas en la ionización del gas, es algo sobre lo que existen opiniones contradictorias. Algunos trabajos (81) lo han explicado basándose en la teoría de Townsend modificada, otros argumentan el mecanismo de "streamer" (80).

Los tiempos de evolución de la descarga tampoco son universalmente aceptados en la literatura, así Vinokurov et al. (82) proponen la distinción de tres etapas distintas en la evolución temporal de las descargas producidas en tubos largos, de 4 a 75 cm de longitud, en un rango de presiones de  $10^{-2}$  a 100 Torr. Las medidas de la velocidad del frente de ionización, que se desplaza del electrodo de mayor voltaje al de menor, y su variación en función de la presión, permiten concluir que el avance es debido a la progresiva ionización del gas en la región en que se aplica un fuerte campo eléctrico (83). Este mecanismo no es en lo fundamental, distinto al mecanismo de "streamer". Vinokurov et al. muestran, no obstante, que pueden sucederse los mecanismos de Townsend o de "streamer" según las condiciones de la des

carga.

Nuestro caso concreto es el del plasma creado por una onda de superficie. En el capítulo anterior se han resumido las características de estas descargas, en régimen estacionario. Esto es, en el caso en que la onda mantiene la descarga, equilibrando las pérdidas por difusión mediante las ionizaciones que se producen, gracias a la energía transferida del campo a los electrones.

Antes de llegar a la situación estacionaria, habría que considerar cómo la onda ioniza, lo que en principio es gas neutro. Esta fase es la que llamaremos "creación" del plasma y será estudiada en el presente capítulo y en parte del capítulo siguiente.

Cuando se estudian los procesos de creación de un plasma mediante campo de alta frecuencia, se supone que éste es aplicado simultáneamente en toda la zona en que se produce la descarga. Es posible, entonces, definir un tiempo característico de ionización, que depende de la naturaleza del gas y del valor del campo  $E$ . Esto es válido para las estructuras usuales (caso de un tubo en una guía o en una cavidad). En el caso en que el plasma es creado por una onda puede ocurrir que la propagación sea factible en ausencia de plasma. Si esto es así, la velocidad del frente de la onda es igual a la velocidad de grupo  $v_g$ , el tiempo de propagación es, en general, pequeño frente al tiempo de ionización y por consiguiente sigue siendo válida la hipótesis precedente.

En el caso de las descargas producidas por onda de superficie, la propagación no se produce más que en presencia de plasma y esto hace que la situación sea muy distinta. La velocidad del frente de la onda depende ahora del tiempo de ionización, observándose el avance de un frente de ionización, cuya velocidad  $v_f$  es muy inferior a la velocidad de grupo de la onda  $v_g$ .

En el proceso de creación se da pues la paradoja de que el campo responsable de la descarga necesita, a su vez, de ésta para su propagación. Como veremos más adelante, el fenómeno dura un cierto tiempo, al cabo del cual, la onda ha ionizado ya toda la columna de gas y su propagación se realiza manteniendo la descarga simplemente. Nos encontramos entonces con un plasma estable cuyas características se han descrito en el capítulo II.

El estudio de los procesos transitorios del plasma, exige que la onda no sea enviada de forma continua, pues no podríamos distinguir la creación, que tiene lugar en las primeras decenas de microsegundos, del régimen estacionario correspondiente al mantenimiento. Por ello se han realizado las experiencias, que se detallan a continuación, en régimen pulsado. La energía de la onda es enviada en pulsos, de varios microsegundos de duración, observándose el avance del frente de ionización a lo largo de la columna.

En el presente capítulo estudiamos el avance del frente en función de las condiciones de producción de la descarga. Ello nos permitirá identificar los mecanismos que intervienen en este avance y elaborar un modelo teórico que describa la variación de la velocidad  $v_f$  con los parámetros de producción.

La longitud del plasma vendrá determinada por la duración de los pulsos. A cada instante  $t$ , le corresponde una posición del frente de ionización  $z$ , que señala el límite del gas ionizado, figura 38. En ese límite la potencia de la onda se refleja, produciéndose ondas estacionarias que permiten identificar la longitud de onda correspondiente a la onda de superficie (84).

Al margen de su interés fenomenológico, las descargas pulsadas suponen un gran ahorro en potencia, sin perjuicio en la utilización de potencias instantáneas elevadas, necesarias en muchas de las aplicaciones de las descargas creadas por onda de su-

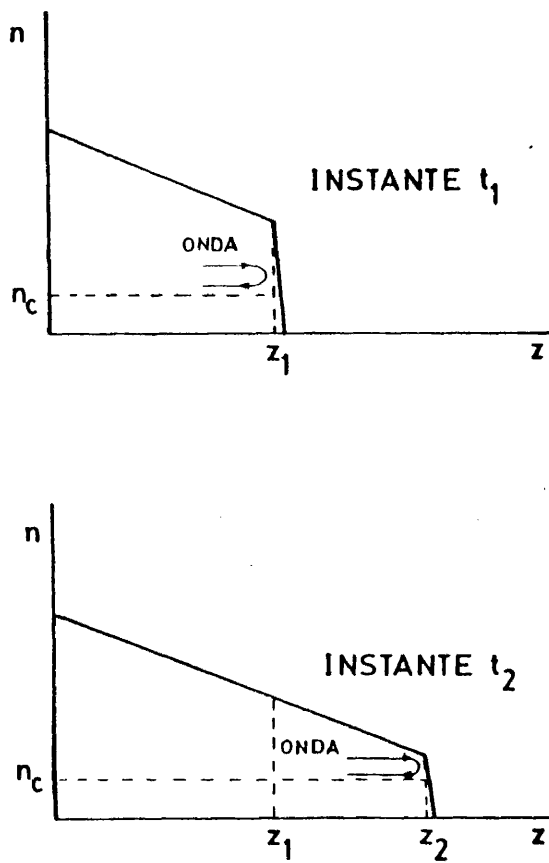


Figura 38. Reflexión de la onda de superficie en el extremo del plasma para dos instantes diferentes.

perficie.

### III.B MONTAJE EXPERIMENTAL. VISUALIZACION DE LA SEÑAL h.f. Y LA LUMINOSIDAD.

El montaje experimental utilizado, para la producción de la descarga, en régimen pulsado, es el que se muestra en la figura 39.

El generador h.f. es Epsco, modelo PG5KB, capaz de producir una onda, pulsada, de frecuencia 210 MHz y potencia de 1 a 5 Kw. La duración de los pulsos puede ser de hasta 10  $\mu$ s y su frecuencia de repetición llega a 5 KHz. Este generador admite, además modulación externa, que se realizará mediante la señal procedente de un generador Ferisol, tipo 640 N° 334. Los pulsos, producidos por éste, tienen un tiempo de subida de picosegundos y su duración puede variar de varias centenas de nanosegundos hasta unas centenas de microsegundos.

La señal h.f., pulsada, se envía mediante cable coaxial a la estructura Surfatrón, descrita en II.C.1. Entre el generador y el Surfatrón se intercalan un circulador RTC, tipo V530N, que impide la vuelta de la potencia reflejada hacia el generador, y un acoplador direccional Narda, modelo 3020A. Este permite tomar parte de la potencia incidente y enviarla, previamente atenuada a un wattímetro Ferisol, tipo NA300 N° 848.

El tubo que contiene el gas es de vidrio, de permitividad relativa  $\epsilon_v = 4,5$ , con un diámetro interior de 6 mm y exterior de 9 mm. Una pequeña parte del mismo está en el interior del Surfatrón y el resto, algo más de un metro, queda fuera y se une al sistema de vacío mediante tubo de vidrio. En las medidas de la velocidad  $v_f$  y del tiempo de subida  $\tau_{hf}$  se rodeó el tubo de un blindaje circular de latón de 5 cm de diámetro, evitándose así las perturbaciones en la señal de medida, provi-

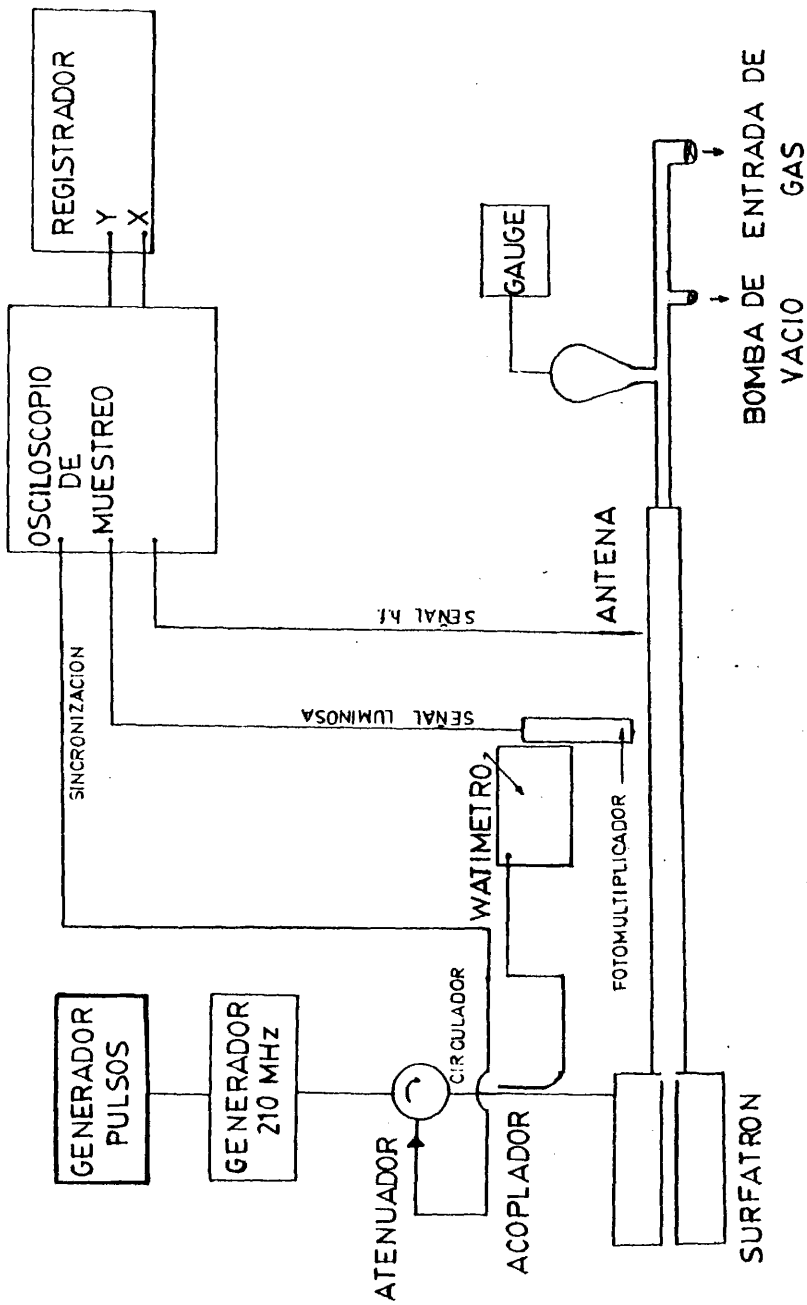


Figura 39. Montaje experimental.

nientes del plasma.

El equipo de vacío está formado por una bomba rotatoria Alcatel y una difusora Edwards de alto vacío. Se trabajó en régimen estacionario para evitar las perturbaciones debidas al flujo del gas. La presión de trabajo se ha medido en un extremo del tubo, mediante un Gauge LKB, tipo 3294B. Su rango fue de 25 mTorr hasta 10 Torr.

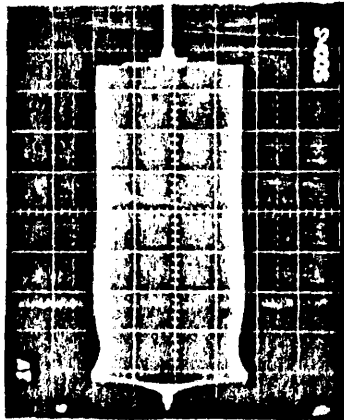
El blindaje de latón tiene pequeñas perforaciones por las que se puede introducir la antena, que recibe la señal h.f., o captar la luminosidad del plasma, mediante un fotomultiplicador RTC, tipo X-P 2020. Este posee un rango de operación de 2000 a 7000 Å, pero su sensibilidad máxima se encuentra de 4000 a 6000 Å.

La antena, que recoge la señal h.f., penetra en el interior del blindaje unos pocos mm perpendicularmente al eje del tubo de plasma. Está constituida de un cable coaxial semirígido de 2 mm de diámetro, con el conductor central descubierto 5 mm en su extremo. Mediante la antena tomamos la señal h.f., que se propaga en la descarga, y podemos visualizarla en un osciloscopio. El fotomultiplicador nos permite hacer otro tanto con la señal luminosa.

El osciloscopio al que se llevan estas señales es un Tektronix 5441, de muestreo, y está sincronizado con la potencia reflejada tomada del circulador.

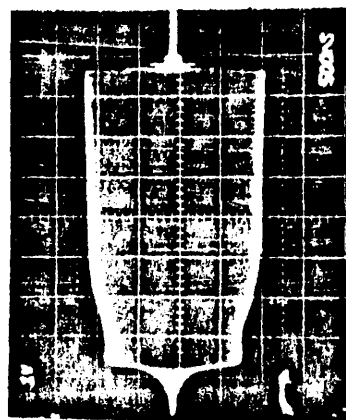
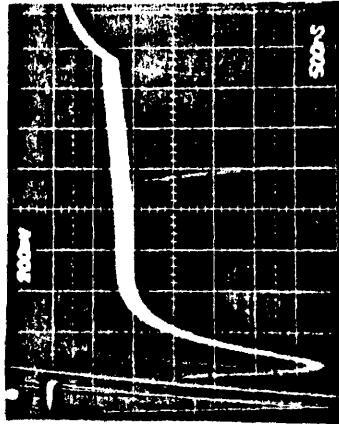
Las señales h.f. y luminosa, visualizadas en el osciloscopio, han podido fotografiarse mediante una cámara Hewlett Packard 197 A y se muestran en la lámina 1.

SEÑAL h.f.



$z = 10$  cm

SEÑAL LUMINOSA



$z = 20$  cm

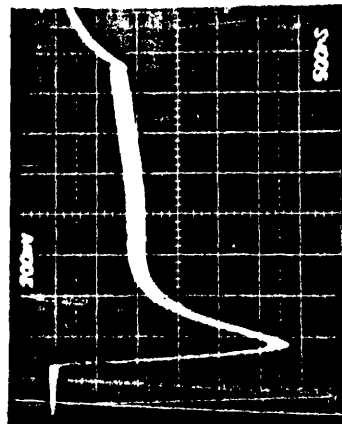
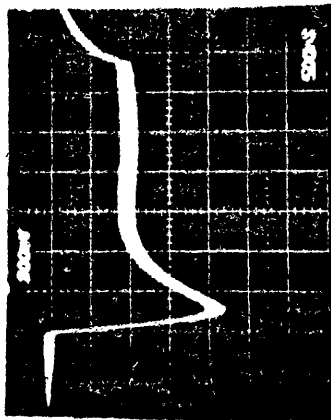
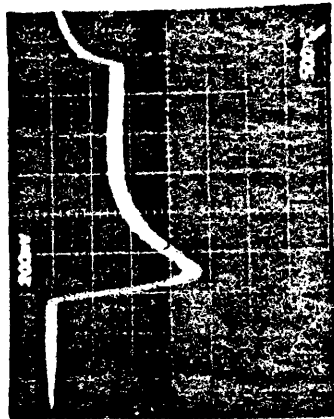


Lámina 1. Señales h.f. y luminosa para distintas posiciones  $z$  a lo largo de la columna. Frecuencia de excitación: 200 MHz.



$z = 30 \text{ cm}$



$z = 40 \text{ cm}$

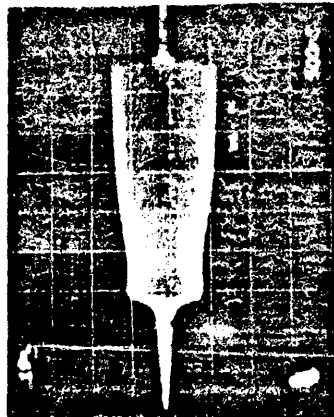
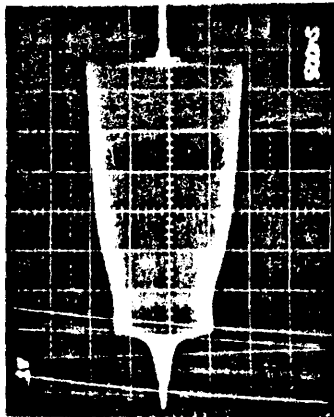
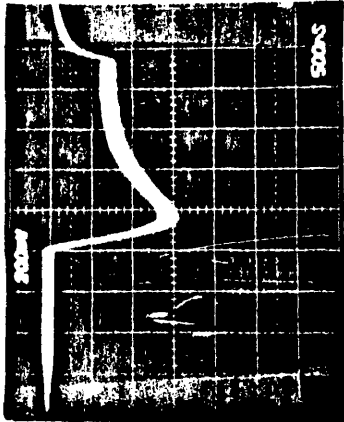
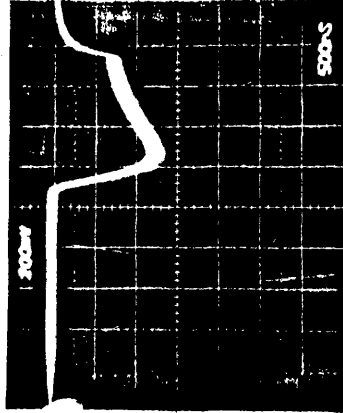


Lámina 1 (continuación).



z = 50 cm



z = 60 cm

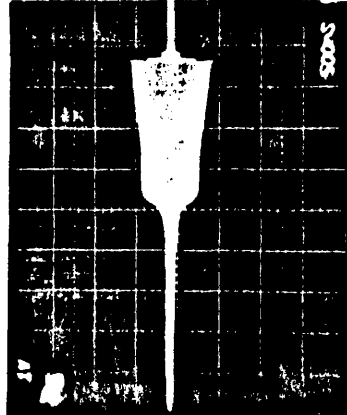
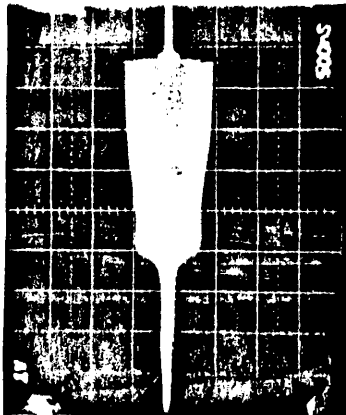


Lámina 1 (continuación).

#### Visualización de las señales:

Las fotos que se muestran en la lámina 1 se han obtenido en una descarga, a 0,2 Torr de presión, producida mediante una potencia de 1 Kw, en el interior del pulso, con pulsos de 4,5  $\mu$ s de duración y 1,9 ms entre los pulsos.

La señal recogida por la antena es proporcional al campo eléctrico en el exterior del tubo, que es fundamentalmente radial, como se vió en II.B.2. Esta señal corresponde a la evolución temporal de la amplitud de la onda h.f., responsable de la ionización, en el punto z en que se coloca la antena y nos permite obtener el  $\tau_{hf}$  de la onda. La señal luminosa, recogida por el fotomultiplicador, nos informa sobre el frente de ionización, es decir sobre la evolución de los procesos de creación del plasma.

A la vista de la lámina 1 cabe señalar:

La existencia de un tiempo característico, necesario para que la amplitud de las señales, h.f. y luminosa, lleguen a su valor máximo. Esto nos permite definir el tiempo de subida, que está relacionado con los mecanismos de ionización y varía con las condiciones de presión y potencia de la descarga.

El tiempo de subida varía a lo largo de la columna y aumenta a medida que nos alejamos del gap del Surfatrón. Ello es debido al hecho de que la onda se atenúa, necesitando más tiempo para establecerse, a medida que se aleja del punto de excitación. La ionización es más lenta y el tiempo de subida de la señal luminosa aumenta también al alejarnos del Surfatrón. La disminución de la amplitud en las señales h.f. y luminosa, a lo largo de la columna, pone de manifiesto esta atenuación.

Viendo el retraso en el establecimiento de las señales, para

dos posiciones sucesivas, puede comprobarse que la velocidad en el avance de las señales h.f. y luminosa es del mismo orden  $\sim 10^7$  cm/s, muy inferior a la velocidad de grupo de la onda, que es aproximadamente de  $10^9$  cm/s. El avance de la onda se realiza con el frente de ionización, cuya velocidad  $v_f$  es del mismo orden que la encontrada en las descargas con electrodos (82).

### III.C AVANCE DE LA IONIZACION A LO LARGO DE LA COLUMNA DE GAS.

#### III.C.1 Medidas del tiempo de subida de la onda h.f.

Como se ha mostrado en la lámina 1, la amplitud de la señal h.f., en una posición  $z$  de la columna, pasa a tomar su valor máximo al cabo de un cierto tiempo. Podemos hablar pues de un tiempo de subida  $\tau_{hf}$ , éste se definirá como el tiempo necesario para pasar del 10% al 90% de la amplitud máxima, obtenido en la tangente a la envolvente de la señal h.f. en el punto de inflexión, esto es, a la mitad de la amplitud máxima. La presente definición se ilustra en la figura 40.

Una vez alcanzada la amplitud máxima, hay una estabilización de la onda, a lo largo del tiempo que dura el pulso. No obstante, puede observarse cierta modulación de la amplitud, al comienzo de la estabilización, lo cual puede ser debido a la influencia de la potencia reflejada que se propaga en dirección contraria.

#### Montaje experimental:

Para las medidas de  $\tau_{hf}$  se ha empleado un montaje como el de la figura 39. Los gases empleados fueron argon y helio. El generador h.f. se modula externamente, manteniéndose la dura-

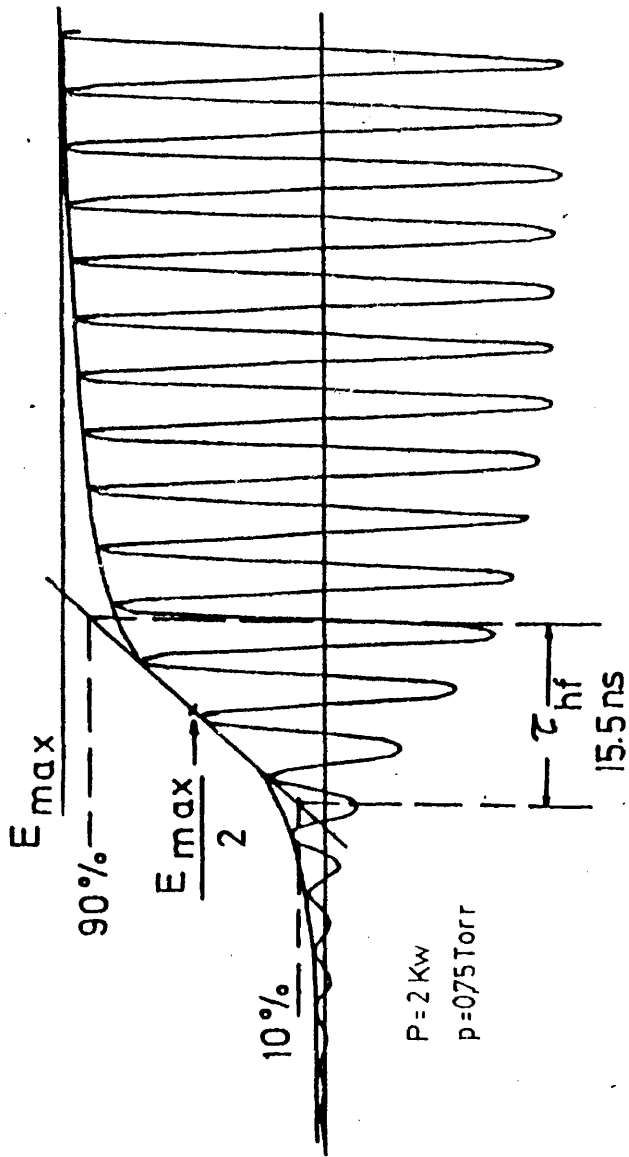


Figura 40. Definición del tiempo de subida  $\tau_{hf}$ .

ción de los pulsos en 0,5  $\mu$ s, 1  $\mu$ s y 2  $\mu$ s. La frecuencia de repetición ha sido de 0,5 KHz, 1 KHz y 2 KHz, según las presiones a las que se trabaja. La señal recogida por la antena, a 10 cm del gap del Surfatrón, es llevada al osciloscopio que dispone de salida para registrador. De esta forma obtenemos gráficas como la de la figura 40, donde podemos medir  $\tau_{hf}$ . Al eje Y del registrador se lleva la señal h.f. del osciloscopio y al eje X la señal de barrido.

Las medidas de  $\tau_{hf}$  se han efectuado en un rango de presiones que va desde 25 mTorr a 10 Torr. En este amplio intervalo, los mecanismos de creación de la descarga hacen necesaria la variación en la duración y frecuencia de repetición de los pulsos, para obtener un plasma estable. Así, para las presiones que van desde 10 Torr hasta 0,5 Torr la duración de los pulsos fue de 2  $\mu$ s, para las de 0,5 Torr a 0,15 Torr se disminuyó a 1  $\mu$ s y para las de 0,15 Torr a 0,025 Torr se disminuyó nuevamente, a 0,5  $\mu$ s. Esta disminución fue necesaria, para evitar que la señal radiada por la porción de plasma que sobresale al extremo del blindaje, perturbara las medidas. Al disminuir la presión, la columna de plasma se hace más larga y el extremo que queda al exterior del blindaje actúa como una antena, perturbando las medidas. Este alargamiento del plasma es debido a que la atenuación de la onda es menor, a medida que disminuye la presión, y por tanto la ionización puede avanzar más a lo largo de la columna.

Con respecto a la frecuencia de repetición, ha sido necesario variarla, también, en función de la presión de trabajo. Ello es debido a que al disminuir la presión, el número de electrones remanentes en la postdescarga es menor y es necesario que los pulsos estén lo suficientemente próximos como para recomenzar la ionización, antes de que el número de electrones sea demasiado pequeño. Para las medidas efectuadas a las presiones entre 10 Torr y 3 Torr, la frecuencia fue de 500 Hz y cuando las presiones fue-

ron inferiores a 3 Torr, se aumentó a 2 KHz. Estos valores se han escogido viendo que el plasma dejaba de producirse a determinada presión y variando entonces la frecuencia de repetición de los pulsos hasta que se creaba de nuevo.

Resultados experimentales:

Influencia de la presión:

Las medidas de  $\tau_{hf}$  en función de la presión, han mostrado, en argón, un decrecimiento del tiempo de subida cuando la presión disminuye hasta 150 mTorr, seguido de un crecimiento para las presiones inferiores. El decrecimiento se realiza primero de forma más lenta, desde 10 Torr a 1 Torr, y más rápidamente desde 1 Torr, llegando a un mínimo que se sitúa alrededor de 150 mTorr, para todas las potencias empleadas, figura 41.

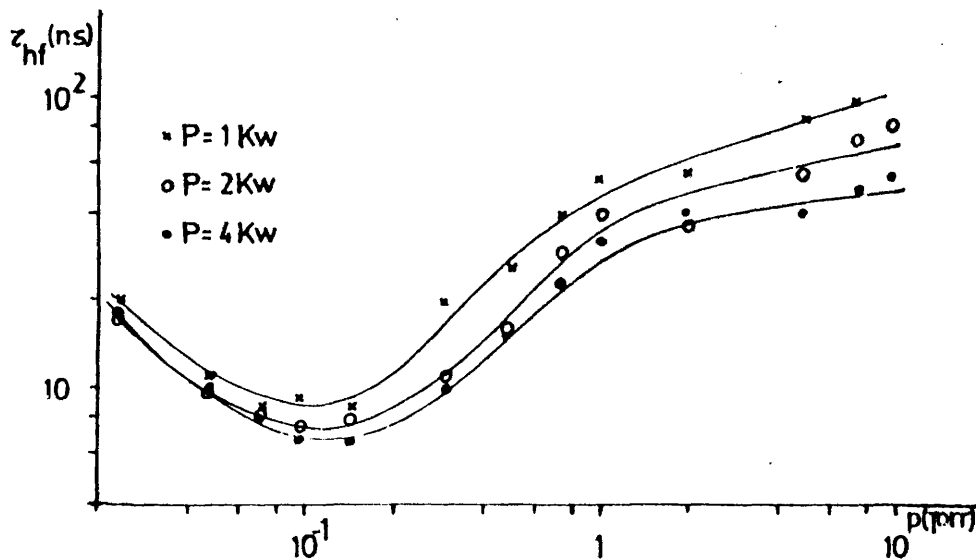


Figura 41. Tiempo de subida de la onda, para el argón, en función de la presión. Parámetro: la potencia P.

En el caso del helio se encuentra igualmente un mínimo de  $\tau_{hf}$  pero situado, esta vez, alrededor de 500 mT, figura 42. Este desplazamiento del mínimo hacia presiones más elevadas, puede justificarse por el hecho de que las frecuencias de colisión en este gas, para una misma temperatura electrónica, son inferiores a las del argon. Si identificamos el mínimo con el paso de la región en la que el recorrido libre medio de los electrones se mantiene inferior al radio del tubo, a la región en la que es al contrario, en el helio este paso tiene lugar a presión mayor que en el argon.

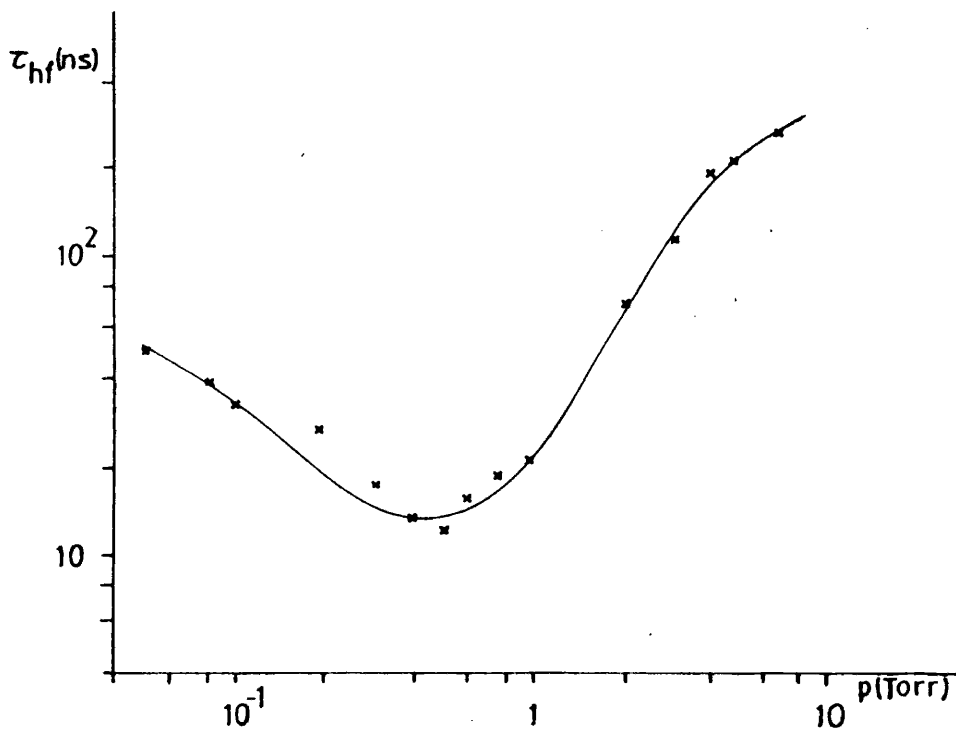


Figura 42. Tiempo de subida de la onda para el helio en función de la presión.  $P = 1 \text{ Kw}$ .

En efecto si consideramos la frecuencia de colisión efectiva  $\nu$ , obtenida para el argon por Zakrewski et al. (73), el re-

corrido libre medio  $l$  viene dado por

$$l = \frac{v_T}{\nu} \quad \text{III.1}$$

donde  $v_T$  es la velocidad térmica  $v_T = 4,19 \cdot 10^5 (T_e)^{1/2}$ , como puede verse en (10). Así, tomando el valor de  $T_e$  propio de esta descarga (48), podemos hacer un cálculo estimativo del recorrido libre medio a las presiones en que aparece el mínimo de  $\tau_{hf}$ . En el caso del argón la frecuencia de colisión efectiva a 150 mTorr es  $\nu = 8,3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ , con lo que  $l = 0,11 \text{ cm}$ , del orden del radio del tubo  $r = 0,3 \text{ cm}$ . Para el helio, la frecuencia de colisión efectiva, a la presión en que se alcanza el mínimo de  $\tau_{hf}$ , entre 0,5 Torr y 0,3 Torr, es del mismo orden (5) que la del argón a 150 mTorr, lo cual conduce, considerando temperaturas electrónicas del mismo orden, a un recorrido libre medio aproximadamente igual.

Observamos pues que a la presión a la que tiene lugar el mínimo de  $\tau_{hf}$ , el recorrido libre medio de los electrones, en ambos gases, es del orden del radio del tubo. El mínimo corresponde, por tanto, a la presión en que la pérdida de electrones hacia las paredes empieza a ser notable. Así si descendemos aún más en presión, el proceso de creación de electrones se hace más lento y la onda de superficie necesita más tiempo para establecerse, o lo que es lo mismo,  $\tau_{hf}$  aumenta.

Hay que señalar que así como la pendiente con que aumenta  $\tau_{hf}$ , al descender a presiones inferiores a la del mínimo, es aproximadamente igual para el helio que para el argón, el comportamiento para las presiones superiores es distinto en ambos gases. Mientras que en argón hay dos pendientes distintas, en el helio hay una sola pendiente, que es mayor que las del argón.

Influencia de la potencia de la onda:

La variación de la potencia de la onda h.f., en el interior del pulso, entre 1 Kw y 4 Kw, realizada para el argon, ha mostrado, figura 41, que el establecimiento de la onda se acelera al aumentar la potencia, en el rango de presiones superiores a 150 mTorr, mientras que para las presiones inferiores prácticamente no hay variación en  $\tau_{hf}$  al variar la potencia.

Este comportamiento corrobora la interpretación hecha anteriormente con respecto a la presión. A las presiones en que la pérdida de electrones hacia las paredes es importante, el aumento de la potencia aplicada no es eficaz para hacer más rápida la ionización. Para las presiones superiores a la del mínimo, el aumento de potencia favorece el aumento de energía ganada por los electrones al campo, ecuación I.20. Así se favorece el establecimiento de la onda de superficie. Es en este rango de presiones, en el que describiremos el avance de la ionización mediante un modelo basado en la expresión de la fuerza ponderomotriz. Esto se detallará al final del presente capítulo.

A la vista de los resultados de  $\tau_{hf}$ , podemos concluir que para el caso del argon y el helio se distinguen dos regímenes distintos, en el establecimiento de la onda que crea el plasma: el régimen que llamaremos "colisional", en el que la disminución de presión facilita el establecimiento de la onda y el "no colisional" en el que la pérdida de electrones hacia las paredes empieza a ser notable y una disminución de presión dificulta el establecimiento de la onda h.f.

Influencia de un campo magnético externo constante B:

Mediante dos bobinas colocadas alrededor de la columna de

plasma, se produjo un campo magnético, prácticamente constante, a lo largo del espacio situado entre ellas. El valor del campo fue de hasta 200 Gauss y pudo observarse su influencia sobre los valores de  $\tau_{hf}$ . Se midió así el tiempo de subida de la onda a 10 cm del gap del Surfatrón, en presencia del campo magnético.

Como se recordará (10) la presencia de un campo magnético constante  $\vec{B}$  hace que los electrones presentes en esta región describan, además de su movimiento bajo la influencia del campo de la onda h.f., un movimiento descrito por la ecuación

$$m \frac{d\vec{w}_1}{dt} = q\vec{w}_1 \times \vec{B} \quad \text{III.2}$$

Cuando el campo  $\vec{B}$  es constante la solución de esta ecuación es conocida y se tiene  $\vec{w}_1 = \vec{w}_n + \vec{\omega}_b \times \vec{r}_b$ , donde  $\vec{\omega}_b = e\vec{B}/m$ . La solución  $\vec{w}_1$  representa un movimiento helicoidal alrededor del eje paralelo a  $\vec{B}$ ;  $\vec{w}_n$  es la componente de la velocidad paralela a  $\vec{B}$ ,  $\vec{\omega}_b$  es la velocidad angular y  $\vec{r}_b$  es el vector que en cada instante une la posición del electrón con el centro instantáneo de la partícula. Los electrones sometidos al campo  $\vec{B}$  seguirán un movimiento helicoidal. Con ello las pérdidas de electrones hacia las paredes disminuyen.

Los resultados experimentales obtenidos para  $\tau_{hf}$  en presencia de un campo  $\vec{B}$  constante, que tomó valores de 0 a 200 Gauss, han mostrado una ligera disminución del tiempo de subida de la onda a medida que aumenta el campo  $\vec{B}$ . La disminución de  $\tau_{hf}$  cuando se somete la descarga a un campo  $\vec{B}$  de 200 Gauss es de 1,3 nanosegundos.

Más adelante veremos la influencia del campo magnético sobre la velocidad a la que avanza el frente de ionización, mostrándose coherente con esta disminución del tiempo de subida de la onda.

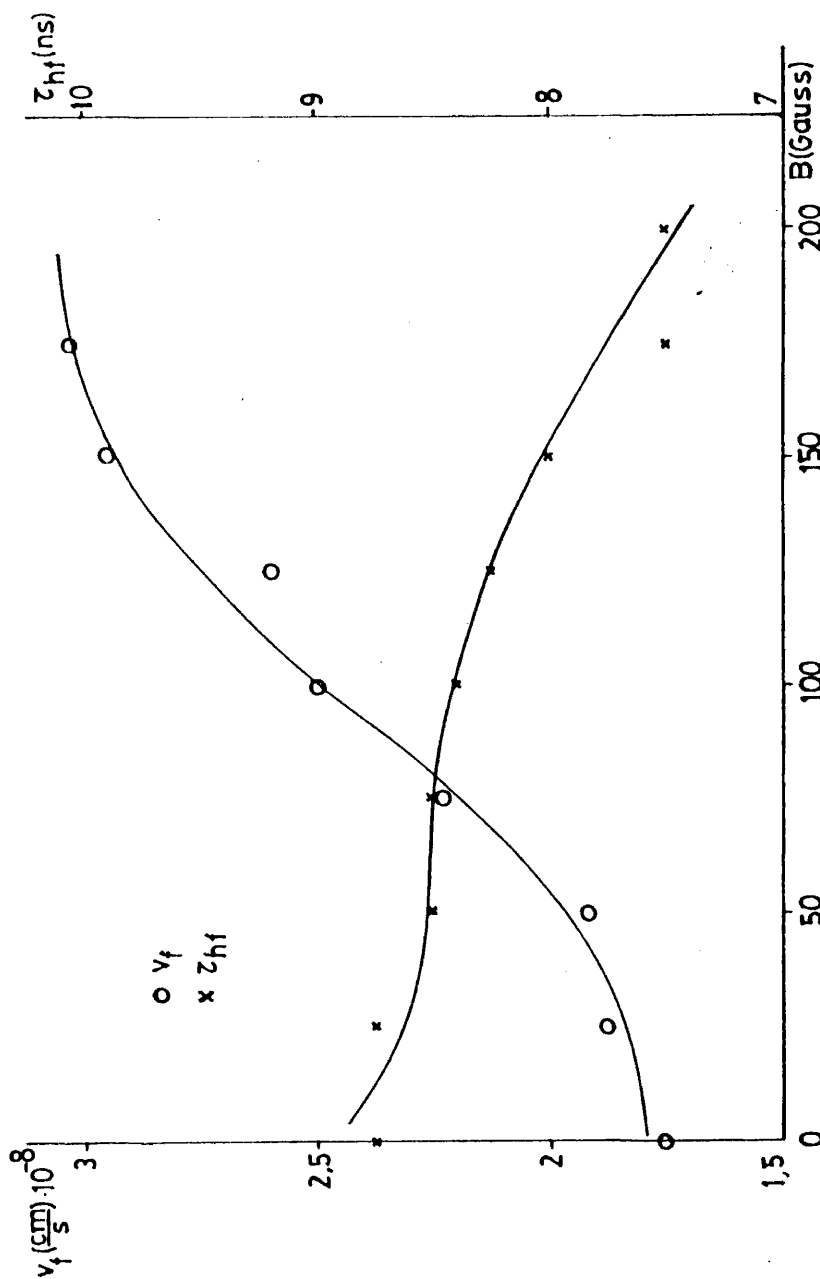


Figura 43. Influencia del campo magnético B en el  $v_f$  y la velocidad del frente  $v_f$  en una descarga de argon a 50 mTorr de presión, con una potencia P=2Kw.

Hay que señalar que la principal fuente de error en las medidas del  $\tau_{hf}$ , está en la determinación de la tangente a la envolvente de la señal h.f. en su punto de inflexión. Estos errores no fueron en ningún caso superiores al 10%.

### III.C.2 Medidas de la velocidad del frente de ionización

Técnica de medida: La velocidad del frente de ionización  $v_f$  se obtiene a partir del tiempo de retardo existente entre las señales luminosas que provienen de dos posiciones de la columna de plasma, distantes entre sí 2 cm. El cociente entre  $\Delta x = 2$  cm. y el  $\Delta t$  correspondiente, nos da una velocidad, que asignaremos al punto intermedio entre las dos posiciones en las que tomamos la señal luminosa. Así los valores que asociaremos a una distancia  $d_s = 10$  cm. del gap, proceden del retardo existente entre las señales luminosas tomadas a 9 cm. y 11 cm. del gap del Surfatrón.

El montaje es el que se ilustra en la figura 39, la señal luminosa es recogida por el fotomultiplicador y enviada al osciloscopio cuya salida se lleva al registrador. Al eje Y del mismo se envía la señal luminosa y al eje X el barrido temporal. Así obtenemos el tiempo de retardo entre las señales que provienen de las dos posiciones, como se ilustra en la figura 44. La velocidad del frente de ionización se obtiene como:

$$v_f = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{2}{\Delta t} \quad \text{III.3}$$

Los valores de la duración y la frecuencia de repetición de los pulsos fueron idénticos a los utilizados en las medidas de  $\tau_{hf}$ .

Influencia de la presión:

Se ha medido la velocidad del frente de ionización,  $v_f$ , a

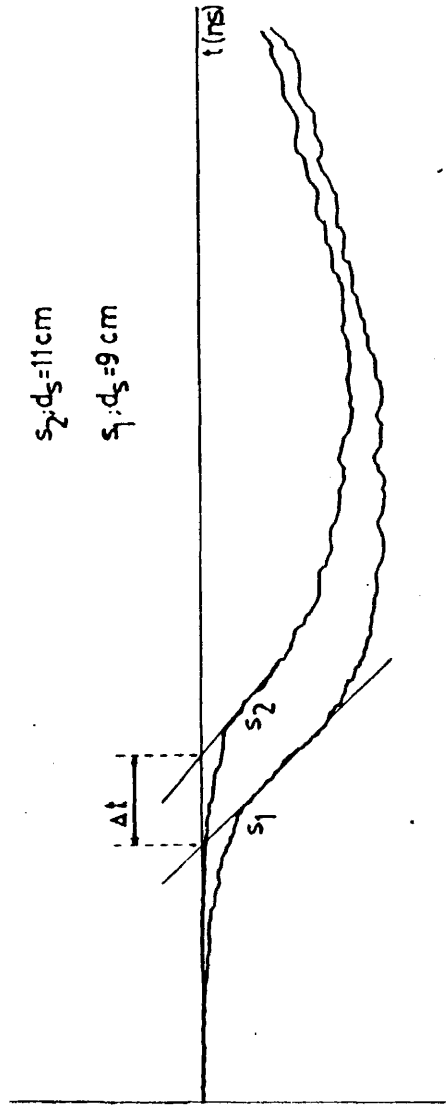


Figura 44. Obtención de  $\Delta t$  a partir de las señales luminosas correspondientes a

$d_s = 9$  cm y  $d_s = 11$  cm.

una distancia  $d_s = 10$  cm del gap del Surfatrón, para las descargas de argon y helio, en un rango de presiones que va desde 25 mTorr a 10 Torr.

Las medidas realizadas para el argon, mostraron que la velocidad aumenta a medida que descendíamos en presión, hasta llegar a 150 mTorr, en que la velocidad adquiere su máximo valor, disminuyendo si descendemos aún más la presión. Este comportamiento se observa para todas las potencias utilizadas, que fueron de 1 Kw a 4 Kw, como se ilustra en la figura 45. El crecimiento de la velocidad a las presiones superiores a 150 mTorr es más rápido que el decrecimiento a las presiones inferiores.

En el helio se observa, también, un máximo de la velocidad al variar la presión, pero situado a presión más alta, aproximadamente de 500 mTorr. También en este gas el crecimiento de la velocidad, al decrecer la presión hasta 500 mTorr, es más rápido que el decrecimiento a partir de 500 mTorr, pero en ambos casos es más rápido que en el argon.

De estos resultados podemos concluir:

El máximo observado en las medidas de  $v_f$  ocurre a la misma presión que el mínimo observado en las medidas del tiempo de subida de la onda  $\tau_{hf}$ , tanto en argon como en helio. Al pasar del régimen colisional  $l < R$  al régimen no colisional, el avance del frente de ionización se hace más lento. Esto ocurre a presiones inferiores a 150 mTorr en argon y a 500 mTorr en helio.

La mayor rapidez en la evolución de la velocidad  $v_f$  con la presión, observada en el helio, corresponde al hecho de que la variación de la frecuencia de colisión, y por tanto del recorrido libre medio, con la presión, es en este gas más rápida que en argon.

Las medidas efectuadas en helio, corresponden a una potencia de la onda, en el interior del pulso, de 1 Kw. Se puede observar que

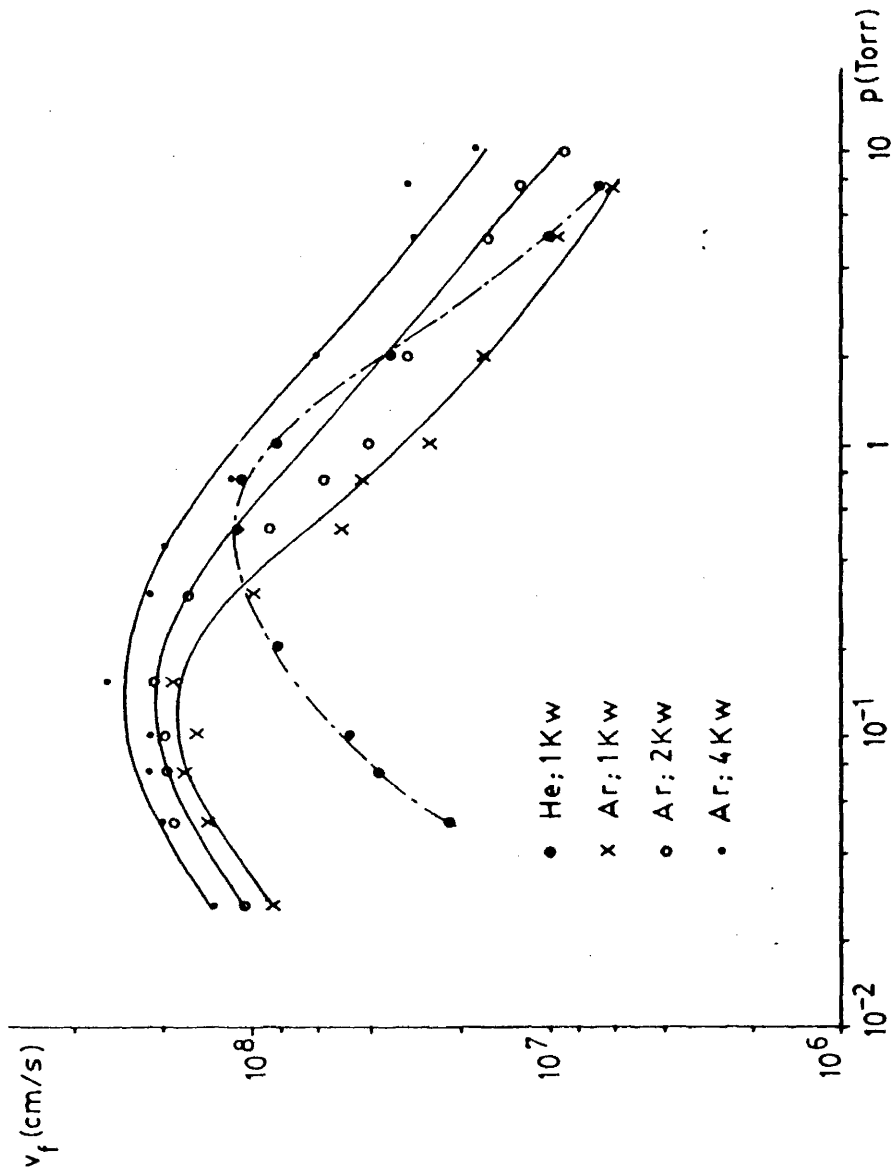


Figura 45. Variación de la velocidad  $v_f$  con la presión del gas.

el valor máximo de la velocidad  $v_f$  es  $1,1 \cdot 10^8$  cm/s, mientras que el valor máximo de  $v_f$  en el argon, para esa misma potencia es mayor,  $1,9 \cdot 10^8$  cm/s. Esto es debido a que el potencial de ionización del helio es mayor que el del argon por lo que el frente de ionización es más lento en aquél que en éste, para unas mismas condiciones de transferencia de la energía del campo a los electrones.

Para comprobar el efecto que podría conseguirse sobre el avance de la ionización si se compensan las pérdidas de electrones hacia las paredes, causantes de la ralentización del proceso en régimen no colisional, se sometió la descarga a un campo magnético uniforme B, suministrado por un par de bobinas que rodean la columna de plasma.

Influencia de un campo magnético longitudinal uniforme:

Se midió la velocidad  $v_f$ , correspondiente a la posición de la columna situada a 10 cm. del gap del Surfatrón, para el mismo rango de presiones, desde 10 Torr hasta 25 mTorr, que se había empleado en ausencia de campo magnético.

Las medidas se realizaron en argon y helio, obteniéndose:

Un máximo de  $v_f$  a la misma presión en que se encontró en ausencia de campo magnético.

Un decrecimiento de  $v_f$ , más lento que el encontrado en ausencia de campo magnético, para las presiones inferiores a la del máximo. En el helio, incluso parece desaparecer el máximo transformándose en un valor uniforme. En este sentido se efectuó varias veces la misma medida, para comprobar si se trataba realmente de un nivel uniforme o existía un valor máximo. Los valores de  $\Delta t$ , en estas condiciones, son tan pequeños que en unos casos se obtenía un valor máximo de  $v_f$  y en otros un valor uniforme, siendo la di-

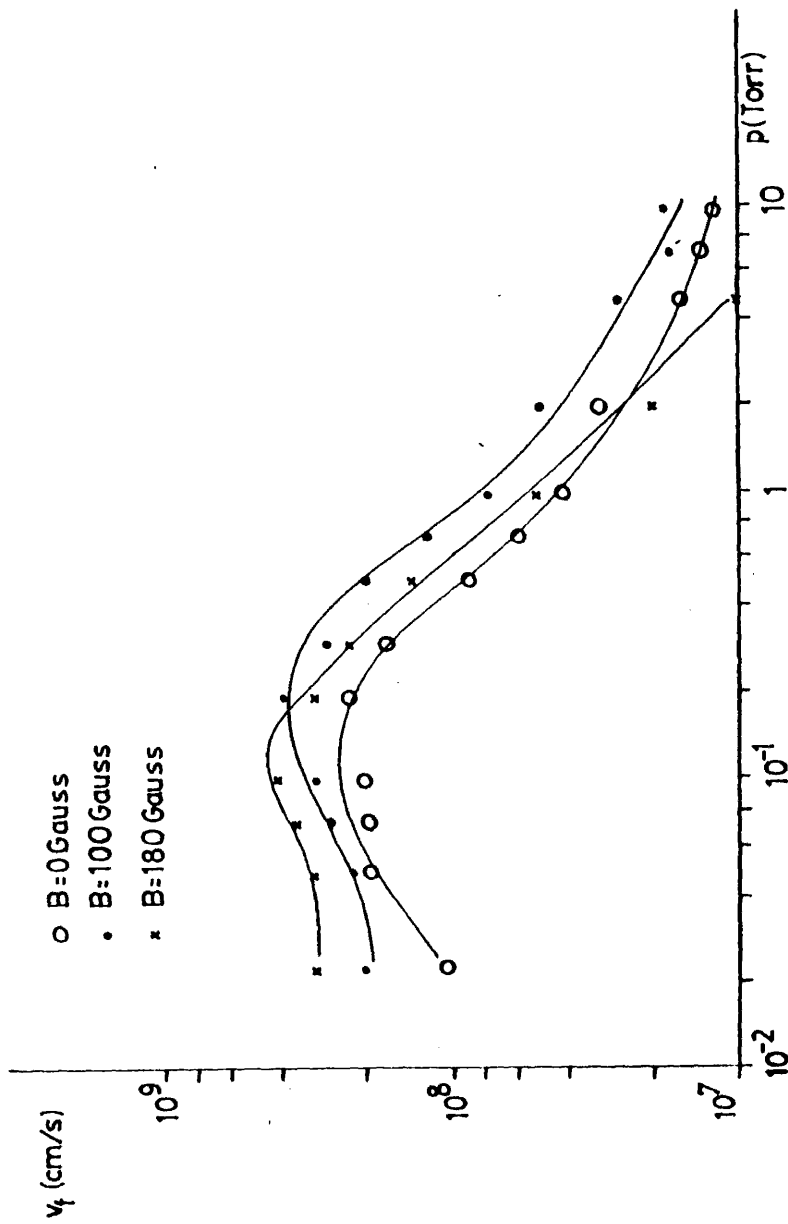


Figura 46. Variación de la velocidad  $v_i$  con la presión en una descarga de argon producida con 2 Kw. Parámetro: el campo magnético B.

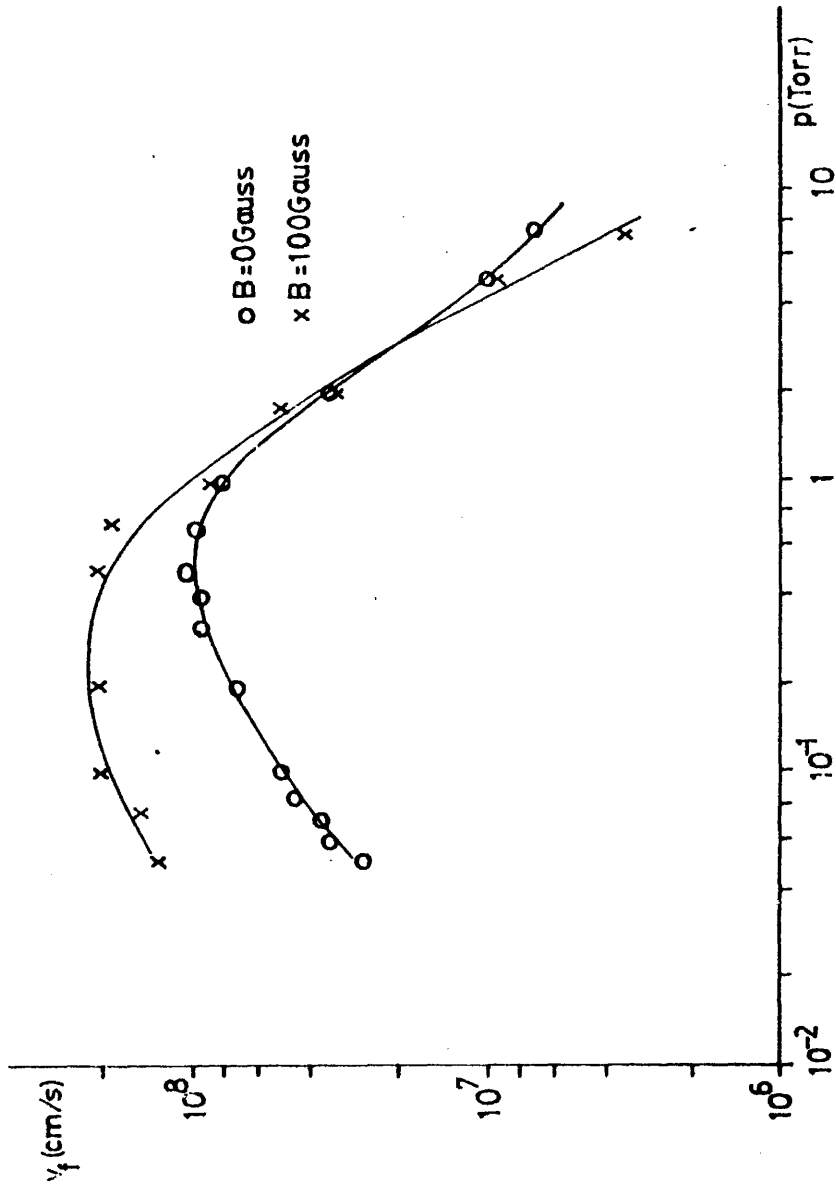


Figura 47. Influencia del campo magnético B en la variación de  $v_f$  con la presión para una descarga de helio producida con 1 Kw.

ferencia de un caso al otro, para  $\Delta t$ , del orden de 3 nanosegundos. Dado que nuestra precisión en la medida de  $\Delta t$  es de ese orden, no podemos aclarar aún si se trata de uno u otro caso.

Valores de  $v_f$  mayores que los obtenidos para el caso  $B=0$ , como se muestra en las figuras 46 y 47.

Podemos concluir que el avance del frente de ionización se realiza más rápido cuando superponemos un campo magnético uniforme  $B$ , paralelo a la dirección de dicho avance. Esto puede justificarse a la luz de lo dicho en III.C.1 para el movimiento de una partícula sometida a un campo  $B$  constante. El campo  $B$  que mantiene los electrones en movimiento helicoidal, de radio  $r_b$ , disminuye las pérdidas en la dirección radial. Este efecto es más notable a las presiones correspondientes al régimen no colisional, en que las pérdidas hacia las paredes limitan el proceso de avance del frente. Por ello, como se ve en las figuras 46 y 47, la modificación de la curva  $v_f$  función de  $p$ , al aplicar el campo  $B$  es notoria para presiones inferiores a la del máximo, mientras que a las presiones superiores las curvas con campo  $B$  y sin él, coinciden prácticamente e incluso se cruzan.

La variación de  $v_f$  con el campo  $B$  se ha ilustrado sobre la figura 43 al mismo tiempo que la variación de  $r_{hf}$  con  $B$ .

Influencia de la potencia de la onda:

Las medidas de la velocidad del frente de ionización se han realizado, en el argón, para potencias de 1 Kw a 4 Kw, así si consideramos los valores de  $v_f$  para una presión fija, a medida que varía la potencia, obtendremos la variación de  $v_f$  con la potencia  $P$ .

En las figuras 48 y 49 se ha representado la variación de  $\log v_f$  con  $\log P$ . Puede verse en ellas que los valores experimen-

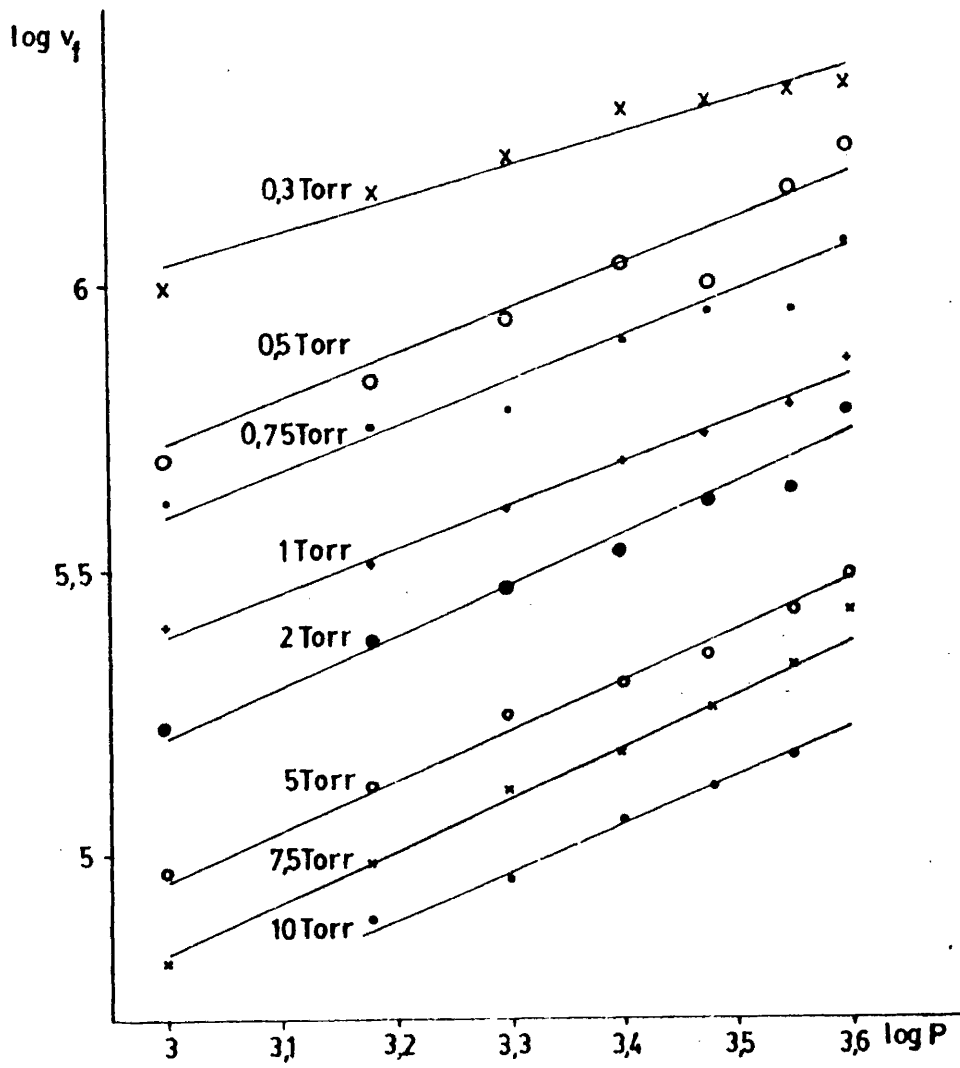


Figura 43. Variación del logaritmo de  $v_f$  (m/s) con el logaritmo de P (watts) para la descarga de argón.

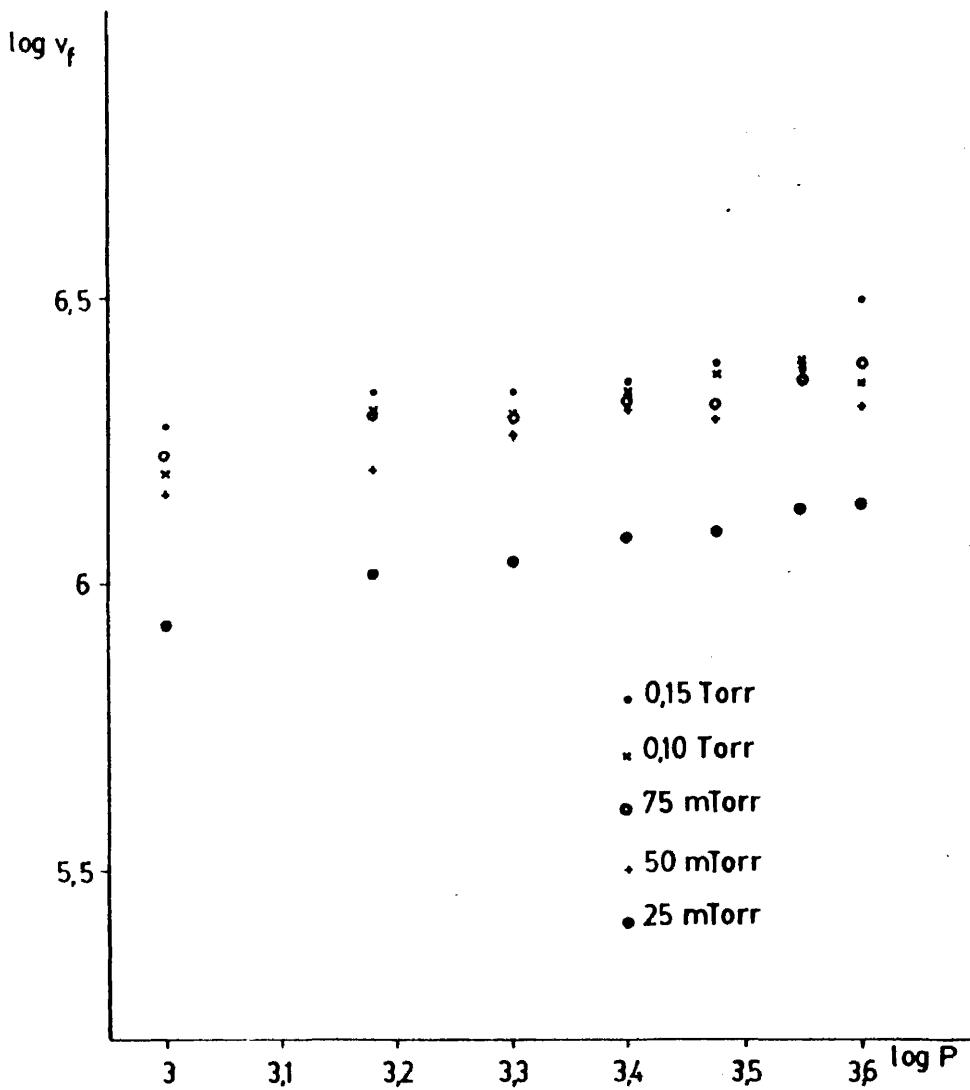


Figura 49. Variación del logaritmo de  $v_f$  (m/s) con el logaritmo de P(watios) para la descarga de argon.

tales siguen una recta, cuya pendiente disminuye a medida que la presión desciende. A partir de 150 mTorr, las rectas son casi horizontales. Dado que lo que representamos en las gráficas es el logaritmo de las magnitudes, la pendiente de la recta corresponde al exponente presente en la ley que relaciona las magnitudes propiamente dichas. A partir de los resultados obtenidos, se ha realizado un ajuste según la ley  $v_f = A \cdot P^B$ , que se muestra en la Tabla 2, para todas las condiciones de trabajo. Puede verse en ella, que el exponente de la potencia es próximo a 1 a presiones superiores a 0,3 Torr, mientras que a medida que se desciende en presión el exponente disminuye. El ajuste se realiza de forma que el primer coeficiente calculado es B y a partir de éste se obtiene A, así un pequeño error en el primero puede desfigurar bastante el segundo. Ateniéndonos pues a los resultados de B, cabe resaltar la proporcionalidad de  $v_f$  con la potencia de la onda P, para las presiones correspondientes al régimen colisional. La propagación del frente de ionización para estas presiones se manifiesta pues directamente proporcional a la potencia de la onda.

La transferencia de la energía del campo a los electrones no es lo que limita la propagación pues, como se ve en la Tabla 2, el exponente de la potencia es próximo a 1 para todas las presiones dentro del régimen colisional y las variaciones que en él aparecen, de unas presiones a otras, se realizan en sentido aleatorio lo que puede justificarse por los errores de medida y del ajuste de los valores experimentales.

Los errores en la medida de  $v_f$  proceden, principalmente, de la obtención de  $\Delta t$  a partir de las señales luminosas como se ilustró en la figura 44. Esto en mayor medida para los resultados obtenidos a presiones que corresponden al régimen no colisional, donde la señal luminosa presenta dos pendientes distintas de subida, en lugar de una como en el caso de las presiones más altas.

Presión (Torr)	$v_f \left(\frac{m}{s}\right) = AP^B$	Potencia de pico (Kw)
10	$125 \cdot P^{0,87}$	1,5 - 4
7,5	$45,7 \cdot P^{1,04}$	1 - 4
5	$317 \cdot P^{0,82}$	1 - 4
2	$474 \cdot P^{0,85}$	1 - 4
1	$1556 \cdot P^{0,73}$	1 - 4
0,75	$3244 \cdot P^{0,7}$	1 - 4
0,5	$1028 \cdot P^{0,89}$	1 - 4
0,3	$19653 \cdot P^{0,58}$	1 - 4
0,15	$268150 \cdot P^{0,28}$	1 - 4
0,1	$259068 \cdot P^{0,27}$	1 - 4
0,075	$506292 \cdot P^{0,18}$	1 - 4
0,050	$192654 \cdot P^{0,30}$	1 - 4
0,025	$86223 \cdot P^{0,34}$	1 - 4

Tabla 2. Ley empírica obtenida entre la velocidad  $v_f$  y la potencia de pico P.

La neta disminución del exponente de la potencia que se observa para las presiones inferiores a 0,3 Torr corresponde a la disminución en la pendiente de las rectas representadas en las figuras 48 y 49. Esto indica la poca eficacia de la potencia de la onda para agilizar el avance del frente de ionización, lo cual es coherente con el comportamiento observado en el tiempo de subida  $\tau_{hf}$ .

### III.C.3 Variación de la velocidad $v_f$ a lo largo de la columna.

Para este estudio se produjo una descarga en condiciones fijas de presión y potencia, mediante pulsos cuya duración se variaba. Esto puso de manifiesto un aumento en la longitud del plasma. El aumento se ha representado en una gráfica  $l-\tau$ , comprobándose la disminución de la pendiente en la gráfica  $l=f(\tau)$ , a medida que aumenta la longitud de la columna  $l$ . Esto puede interpretarse como una disminución de la velocidad  $v_f$  puesto que la longitud  $l$  de plasma creado por un pulso de duración  $\tau$ , puede expresarse como

$$l = \int_0^{\tau} v_f dt \quad \text{III.4}$$

Para una duración  $\tau_i$  del pulso, se tendrá una longitud de plasma  $l_i$ , como se ilustró en la figura 38, que corresponde a la posición alcanzada durante ese tiempo por el frente de ionización, propagándose a la velocidad  $v_f$ .

Montaje experimental:

Para efectuar el estudio se realizó un montaje análogo al de la figura 39, sustituyendo el generador Epsco por otro que, al ser de baja potencia, nos permite trabajar con pulsos de varias centenas de microsegundos, de duración. El generador Epsco, uti

lizado para las medidas de  $v_f$  y  $\tau_{hf}$ , produce potencias en el interior del pulso, de varios Kw, ello impide modular la señal con pulsos de duración elevada, ya que se sobrepasa el límite de corriente que soporta.

El generador utilizado fue Hewlett Packard 3200B, trabajando a 210 MHz. Este generador lleva incorporado un modulador H.P. K15-8551B al que enviamos los pulsos del generador Ferisol. De esta forma se obtiene la onda de 210 MHz, pulsada, que es ampliada hasta obtener unas centenas de wattios de potencia en el interior del pulso, en el amplificador R.F. POWER LABS. Inc. tipo FK220-560.

#### Resultados experimentales:

Se ha medido, en argon, la variación en la longitud del plasma al aumentar la duración de los pulsos, para unas condiciones fijas de producción de la descarga. La medida de la longitud se realiza mediante el fotomultiplicador, tomando como valor de 1, el de la posición que ocupa el último orificio del blindaje de latón a través del cual puede detectarse señal luminosa.

Las presiones de trabajo fueron de 100 mTorr a 4 Torr y los resultados se ilustran en la figura 50. En ella puede verse que las curvas que representan  $l=f(\tau)$  experimentan una disminución en la pendiente, o lo que es lo mismo en  $v_f$ , a medida que aumenta  $l$ . Esto se observa para presiones superiores a 1 Torr.

Puede apreciarse que así como a 0,1 Torr la propagación del frente de ionización se efectúa a lo largo de 60 cm. sin que podamos detectar variación en la pendiente de  $l=f(\tau)$ , para la presión de 4 Torr la disminución en la pendiente es clara ya a los 30 cm. Esto es coherente con la proporcionalidad encontrada entre la velocidad  $v_f$  y la potencia de la onda  $P$ , en régimen  $\omega$ -

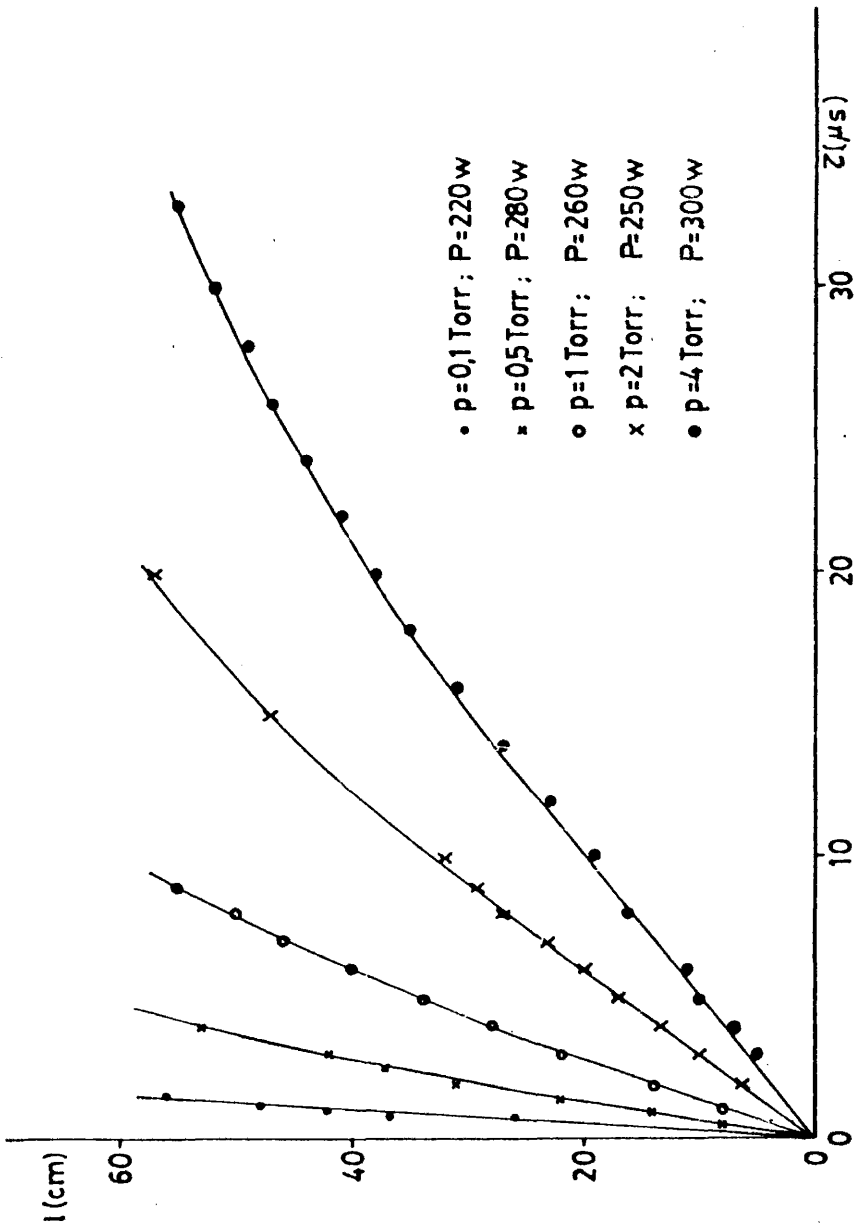


Figura 50. Variación de la longitud del plasma l con la duración del pulso  $\tau$ .

lisional. A medida que aumenta la presión, la atenuación  $\alpha$  de la onda es mayor y la velocidad  $v_f$  decrece por ello más rápidamente a lo largo de la columna.

Hay que señalar que el aumento observado en la pendiente de las curvas  $l = f(\tau)$  al disminuir la presión, corresponde al aumento, ya observado en III.C.2, de  $v_f$ , para el régimen colisional.

Aunque la disminución de  $v_f$  con  $z$  queda ilustrada en la figura 50, la variación, para las presiones inferiores a 1 Torr, no queda esclarecida. Esto es debido, sin duda a nuestra precisión en las medidas de  $l$  y  $\tau$ , que no es suficiente para reflejar la variación en la pendiente de la curva  $l = f(\tau)$  a esas presiones.

El error en la determinación de  $l$  será, como máximo, de 1 cm. y el correspondiente a la determinación de  $\tau$  en el osciloscopio puede ser de hasta 0,1  $\mu$ s, por lo que un cambio en la pendiente de  $10^7$  cm. s<sup>-1</sup> no sería apreciable.

Con el objeto de aclarar este punto, se ha medido la velocidad del frente  $v_f$  en varias posiciones a lo largo de la columna para las presiones de 200 mTorr y 300 mTorr. Los resultados se detallan a continuación.

Medidas de la velocidad del frente  $v_f$  a lo largo de la columna:

La técnica de medida es, como en III.B.2, la obtención del retraso  $\Delta t$  en la señal luminosa que emite la descarga en dos posiciones separadas 2 cm. La velocidad  $v_f$ , obtenida como  $\frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{2}{\Delta t}$ , se asigna al punto intermedio, situado a 1 cm de cada punto de observación de la señal luminosa.

Las medidas se han efectuado a lo largo de una descarga de argon, producida en un tubo de 12 mm de diámetro interior y 15 mm de diámetro exterior. La potencia empleada fue de unas decenas de

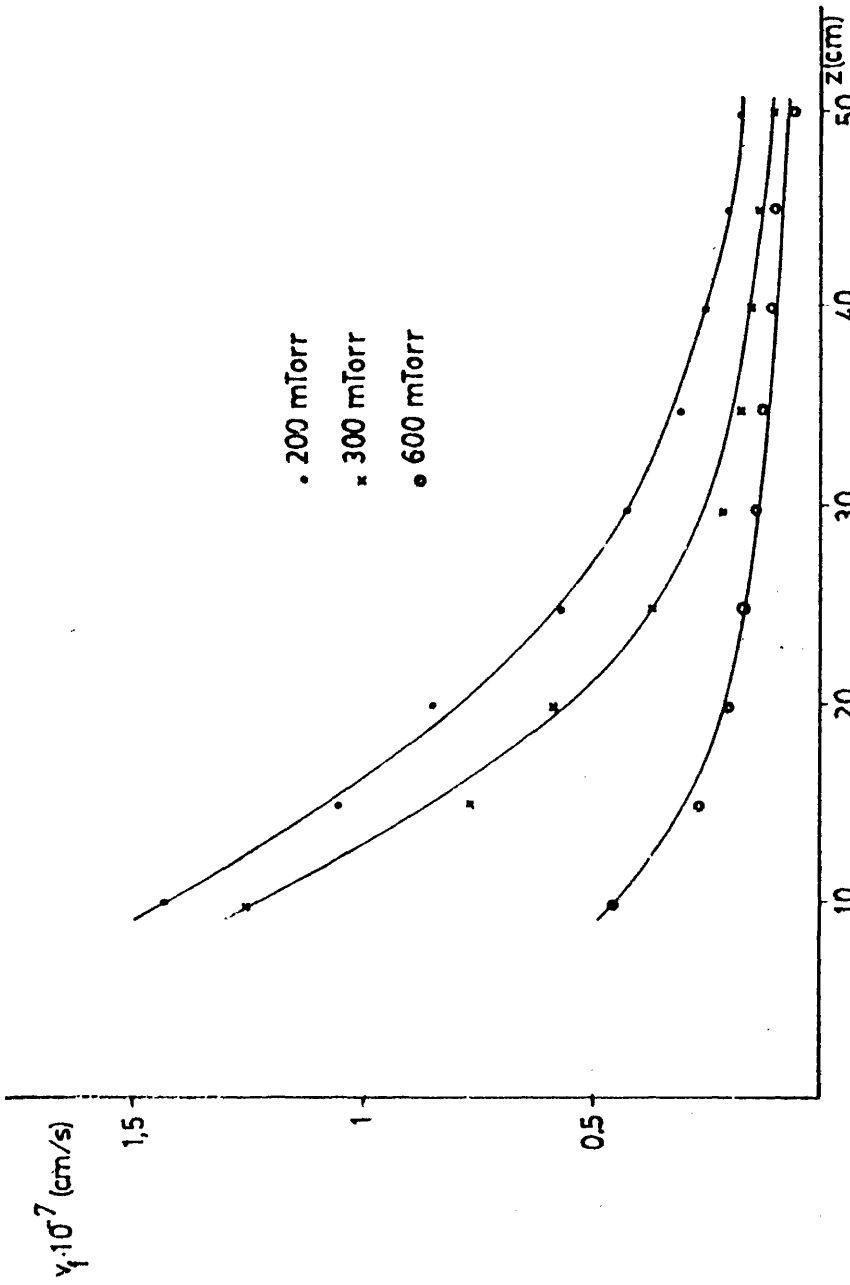


Figura 51. Variación de la velocidad  $v_f$  con la distancia  $z$  a lo largo de la columna.

watios. Las presiones de trabajo fueron de 200 mTorr y 300 mTorr, ya que a estas presiones no se habfa detectado la variación en la pendiente de las curvas  $l = f(\tau)$  obtenidas mediante el montaje anterior. Los resultados de la velocidad  $v_f$  medida a lo largo de la columna de plasma muestran un neto decrecimiento de la velocidad como se ilustra en la figura 51. Este decrecimiento es más rápido a medida que aumenta la presión, lo cual es debido a la mayor atenuación de la potencia de la onda a lo largo de la columna.

Se ha puesto con ello de manifiesto que el avance del frente de ionización no se realiza de manera uniforme a lo largo del plasma sino que se hace más lento a medida que progresa en la columna de gas.

#### III.D MODELO TEORICO DEL AVANCE DEL FRENTE DE IONIZACION

Como ya se dijo al iniciar este capítulo, la presencia de un frente de ionización en la etapa de creación de las descargas gaseosas ha sido objeto de numerosos trabajos.

Las descargas con electrodos, producidas en tubos largos (82) (85), permitieron detectar el frente y posteriormente se estudió su modelización. Así, Abramov y Mazanko (85) han propuesto una expresión para la velocidad de propagación del frente. Las hipótesis que emplean en su deducción son admitidas por su conformidad con la experiencia pero no podemos hablar, todavía, de justificación teórica.

La aparición de un frente de ionización, en descargas producidas con electrodos al irradiarlas con una señal r.f., fue estudiada por Bethke and Ruess (86). Estos detectaron una onda de ionización que se propagaba, desde el plasma hacia la fuente de potencia r.f., esto es, en dirección contraria a ésta. Estudiaron la velocidad de propagación del frente de ionización en fun

ción de las condiciones de producción de la descarga e interpretaron esta propagación en base a mecanismos distintos, según estas condiciones (87) (88) y (89). Así, explicaban el avance del frente de ionización mediante fotoionización, ionización por colisiones electrón-molécula de gas o difusión libre de los electrones, según los distintos rangos de presión y de potencia a los que operaban.

Los autores de estos trabajos no coinciden, en general, en la interpretación del fenómeno que, pese a la aparente diferencia, presenta en su origen rasgos comunes significativos. Tanto en el frente de ionización provocado por una potencia r.f., como en el que aparece debido al fuente potencial entre dos electrodos, su velocidad está alrededor del valor  $10^7$  cm./s y su comportamiento en función de la presión y la potencia, podría presentar analogías enmascaradas, tal vez, por las distintas condiciones de producción o la diferencia de gases, utilizados en cada trabajo.

Kampmann ha mostrado recientemente (90) la aparición de un frente de ionización en una columna de gas situada en el interior de una guía circular en la que se propaga el modo fundamental  $H_{11}$ . Mediante un estrechamiento en la guía, se inicia la ionización, en un punto de la descarga, con una onda de 9,4 GHz, pulsada, de potencia  $\approx 180$  Kw. La ionización en este lugar aumenta hasta que la densidad electrónica se hace igual a la densidad crítica y la potencia de la onda es reflejada. En ese momento la ionización se produce en la zona de gas colindante, situada hacia el lado del generador h.f., produciéndose así un frente de ionización que avanza en dirección contraria a la de incidencia de la potencia h.f. Cuando el frente llega al final del tubo, que contiene el gas, aumenta la densidad en ese lugar  $n < n_c$  y la ionización avanza entonces en dirección contraria. Esta propagación es regulada, ahora, por la curva de dispersión del modo plasma.

Boev and Prokopov (91) (92), han realizado un estudio teórico

relativo al fenómeno de ionización de una descarga por onda de superficie. Los autores deducen la curva de dispersión, para una onda de superficie que se propaga en una descarga y posee, al mismo tiempo, la amplitud necesaria para ionizar el gas por encima de la densidad electrónica de corte imprescindible para su propagación. Se consideran las ecuaciones de Maxwell no lineales, puesto que la constante dieléctrica del plasma dependerá del campo eléctrico  $E$ . Después de una discusión sobre el tipo de relación  $\epsilon_p = f(E)$ , se pasa a imponer las condiciones de propagación, obteniéndose la curva de dispersión de la onda. Se muestra así que la propagación de una onda de superficie puede realizarse en un plasma de densidad inferior a la densidad de corte  $n_c$ , si la amplitud de la onda es suficientemente elevada. Este estudio, en rigor, podría aplicarse al caso en que la densidad fuese cero con lo que se obtendría la solución al problema de creación de la descarga mediante onda de superficie, pero la enorme dificultad del cálculo hace que no sea abordado por los autores.

Nos encontramos pues con que el problema de la creación de una descarga por onda de superficie no puede, aún, resolverse de forma teórica, teniendo en cuenta (91) (92) la no linealidad del fenómeno, por su complejidad.

A continuación estudiamos el avance del frente de ionización, mediante el análisis de los procesos que limitan el avance de los electrones hacia el gas no ionizado, que es lo que en definitiva origina el proceso de la ionización y el establecimiento de la onda de superficie durante la creación de la descarga. El modelo teórico elaborado permite asimismo obtener los valores de la velocidad del frente  $v_f$  para el rango de presiones que constituyen el régimen colisional.

### III.D.1 Procesos físicos que limitan el avance del frente.

El estudio experimental de la velocidad del frente  $v_f$  y

del tiempo de subida de la onda  $\tau_{hf}$ , ha puesto de manifiesto la existencia de dos regímenes distintos en el avance del frente de ionización, que hemos convenido en llamar, colisional y no colisional. El primero de ellos corresponde al rango de presiones en que el recorrido libre medio de los electrones, en la descarga, es menor que el radio del tubo R. Esto ha podido concluirse al disponer de los valores de la frecuencia de colisión efectiva  $\nu$  (73), para una descarga de argón análoga. Con ello se ha calculado el recorrido libre medio según la ecuación III.1. Los resultados se muestran en la Tabla 3.

Para el helio, se han obtenido los recorridos libres medios, a partir de las frecuencias de colisión recogidas en (2) y los valores se muestran, también, en la Tabla 3.

Puede verse que el valor del recorrido libre medio, en ambos gases, es inferior al valor del radio del tubo r, para las presiones superiores a 150 mTorr en argón y a 500 mTorr en helio. Queda así definido el régimen colisional.

A las presiones inferiores a 150 mTorr en argón y 500 mTorr en helio, los recorridos libres medios son del orden, o mayores, que el radio del tubo de descarga dándose paso, así, al régimen no colisional.

Con respecto al régimen colisional, los resultados de  $\nu_f$  muestran una variación proporcional a la potencia de la onda, para cada presión. Esto ocurre a todas las presiones que integran el régimen colisional y podemos deducir de ello que puesto que para el avance de la onda de superficie es necesaria una densidad electrónica previa  $n_c$  y la onda es la única fuente de energía, existe una fuerza proporcional a la potencia, responsable del avance de los electrones presentes en el frente de ionización hacia el gas neutro. Una vez establecida la onda de superficie, se realiza la transferencia de energía del

Presión (Torr)	$l_{\text{argon}} \text{ (cm)}$	$l_{\text{helio}} \text{ (cm)}$
10	$0,6 \cdot 10^{-2}$	$0,3 \cdot 10^{-2}$
7,5	$0,7 \cdot 10^{-2}$	$0,5 \cdot 10^{-2}$
5	$0,9 \cdot 10^{-2}$	$0,7 \cdot 10^{-2}$
2	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$
1	$2,8 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$
0,75	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$
0,5	$4,5 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-2}$
0,3	$6,9 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$
0,15	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$2,7 \cdot 10^{-1}$
0,1	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$3,5 \cdot 10^{-1}$
0,075	$1,7 \cdot 10^{-1}$	$4,6 \cdot 10^{-1}$
0,050	$2,3 \cdot 10^{-1}$	$7 \cdot 10^{-1}$
0,025	$3 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$

Tabla 3. Recorrido libre medio de los electrones, en el rango de presiones utilizado, para argon y helio.

campo a los electrones gracias a las colisiones de éstos con los átomos del gas, produciéndose la descarga.

La posición del frente de ionización marca, en cada instante, la frontera PLASMA-GAS NEUTRO y en él se produce la transición de una densidad electrónica  $n$  a una densidad prácticamente nula. Se puede obtener una idea del orden de magnitud de la longitud  $\Delta l$  en que se realiza este paso, mediante el producto del tiempo que tarda la onda en establecerse  $\tau_{hf}$  por la velocidad del frente  $v_f$ .

$$\Delta l = v_f \cdot \tau_{hf} \quad \text{III.5}$$

A lo largo de esta distancia el campo eléctrico pasa del valor propio de la descarga al valor cero que corresponde al gas neutro. En la Tabla 4 se muestra  $\Delta l$  para el caso del argón, en las distintas condiciones en que se ha producido la descarga. Cabe señalar que la variación de  $\Delta l$  con la potencia no sigue una ley clara. Sin embargo con respecto a la presión se observa un aumento de  $\Delta l$  cuando ésta disminuye.

El gradiente espacial del campo, que se produce en el frente de ionización, da lugar a una fuerza ponderomotriz cuya expresión analítica se detalla en el apartado siguiente. Esta fuerza permite a los electrones adelantarse en número suficiente como para cumplir la condición de propagación de la onda de superficie, II.43.

El proceso se ve retardado cuando se desciende a las presiones correspondientes al régimen no colisional. El recorrido libre medio de los electrones es del orden, o mayor, que el radio del tubo y así éstos se pierden hacia las paredes. La velocidad  $v_f$  ya no es proporcional a la potencia de la onda, sino que es prácticamente independiente de ella, como se vió en la figu-

$\frac{P(\text{Kw})}{p(\text{Torr})}$	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4
10		0,76	0,76	0,83	0,88	0,94	1,01
7,50	0,69	0,86	0,94	0,90	1,03	1,10	1,50
5	0,79	0,93	1,03	1,05	1,11	1,07	1,26
2	0,88	1,15	1,12	1,16	1,43	1,41	1,97
1	1,30	1,45	1,68	1,56	1,89	1,86	2,44
0,75	1,68	2,22	1,8	1,76	1,53	1,62	2,88
0,50	1,27	1,43	1,39	1,76	1,45	2,15	2,70
0,30	2	1,91	1,87	1,87	1,99	2,24	2,76
0,15	1,60	1,70	1,72	1,80	1,70	1,59	2,08
0,10	1,45	1,60	1,49	1,59	1,74	1,76	1,48
0,075	1,46	1,70	1,55	1,53	1,54	1,88	1,90
0,050	1,52	1,52	2,02	1,92	1,94	2,17	2,09
0,025	1,76	2,20	2,14	2,16	2,36	2,60	2,73

Tabla 4. Valores de  $\Delta l = v_f \cdot \tau_{nf}$  (cm), para el argon en el rango de presión y potencia utilizado.

ra 49 para las presiones de 25 mTorr y 50 mTorr. Esto indica que el avance del frente no está limitado ya por el valor de la fuerza ponderomotriz, sino por la mayor o menor rapidez con que se van los electrones hacia las paredes del tubo. Así en el helio, la disminución de  $v_f$  cuando descendemos en presión, dentro del régimen no colisional, es más rápida que en el argon ya que la variación del recorrido libre medio con la presión es más acusada y por ello las pérdidas de electrones hacia las paredes aumentan más netamente.

A continuación se deduce la expresión de la fuerza que actúa sobre un electrón sometido a un campo electromagnético de alta frecuencia y se muestra como aparece una componente estacionaria de la misma cuando se tienen en cuenta los términos no lineales.

#### III.D.2 Fuerza ponderomotriz

Cuando se resuelve el problema del cálculo de la fuerza estacionaria que actúa sobre los electrones de un plasma, sometido a un campo electromagnético externo, se obtiene una expresión que muestra la tendencia a dirigir a los electrones hacia las regiones de menor  $E^2$ . En los trabajos de Root et al. (93) y Gaponov et al. (94) se realiza el cálculo para un plasma isótropo. Más tarde Klina (95) (96), obtiene la expresión de esta fuerza en un plasma sometido a un campo magnético y Washimi et al. (97) calcula la influencia de una lenta variación temporal de la amplitud del campo, sobre el valor de la fuerza estacionaria.

A continuación se detalla la obtención de esta fuerza. Los electrones del frente de ionización están sometidos a ella entre cada dos colisiones por lo que consideramos simplemente el movimiento del electrón bajo la acción del campo electromagnético.

La fuerza de Lorentz que actúa sobre un electrón es:

$$\vec{f} = e (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad \text{III.6}$$

donde  $\vec{E}$  y  $\vec{B}$  son los campos eléctrico y magnético en la posición instantánea del electrón.

El movimiento periódico del electrón será de la misma frecuencia que el campo oscilatorio.

Para campos de amplitud pequeña tendríamos como aproximación de primer orden para la fuerza  $\vec{f}$

$$\vec{f}_1 = e\vec{E} \quad \text{III.7}$$

Si consideramos la ecuación del movimiento del electrón sometido a esta fuerza de primer orden, desarrollando el campo E en torno a la posición media del electrón  $x=0$  tendremos para una oscilación unidimensional a lo largo de la coordenada x:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{e}{m} \left( E_0 + \frac{dE_0}{dx} x \right) \cos\omega t + F(x) \quad \text{III.8}$$

donde  $E_0 \cos\omega t = E_e$ , es el campo eléctrico instantáneo en la posición media del electrón y  $F(x)$  representa la fuerza estacionaria que mantiene al electrón en su posición de equilibrio. La resolución de esta ecuación (93) nos permite obtener

$$x = \frac{-1}{4} \cdot \left(\frac{2}{\omega}\right)^2 \cdot \frac{e}{m} \cdot E_0 \cos\omega t + \frac{1}{128} \cdot \left(\frac{2}{\omega}\right)^4 \cdot \left(\frac{e}{m}\right)^2 E_0 \frac{dE_0}{dx} \cos 2\omega t \dots \quad \text{III.9}$$

El primer término corresponde a la aproximación de primer orden y los siguientes a las de orden superior.

Si consideramos la aproximación de primer orden, ignoramos la derivada espacial  $dE_0/dx$ . Igualmente podemos despreciar las

otras derivadas espaciales en el caso tridimensional, obteniendo así el desplazamiento instantáneo del electrón

$$\vec{\delta r} = -\frac{1}{\omega} \cdot \frac{e}{m} \cdot \vec{E}_e \quad \text{III.10}$$

Podemos ahora usar la expresión de  $\delta r$ , en primer orden, para obtener la expresión de los campos en la posición instantánea del electrón y calcular la fuerza de segundo orden que actúa sobre él.

Considerando la ecuación III.7 y expresando el campo eléctrico que actúa sobre el electrón en términos de su desplazamiento se tiene

$$\vec{f}_1 = e\{\vec{E}_e + (\vec{r}\nabla)\vec{E}_e\} \quad \text{III.11}$$

Sustituyendo  $\vec{r}$  tenemos

$$\vec{f}_1 = e\vec{E}_e - \frac{e^2}{m\omega} (\vec{E}_e \nabla) \vec{E}_e \quad \text{III.12}$$

Despreciando el primer término, puesto que su valor medio temporal es cero, y empleando la identidad vectorial

$$\nabla(\vec{E}_e \cdot \vec{E}_e) = 2(\vec{E}_e \nabla)\vec{E}_e + 2\vec{E}_e \times (\nabla \times \vec{E}_e) \quad \text{III.13}$$

obtenemos

$$\vec{f}_1 = -\frac{e^2}{m\omega} \left\{ \frac{1}{2} \nabla(\vec{E}_e \cdot \vec{E}_e) - \vec{E}_e \times (\nabla \times \vec{E}_e) \right\} \quad \text{III.14}$$

Usando la ecuación de Maxwell  $\nabla \times \vec{E}_e = -\frac{\partial \vec{B}_e}{\partial t}$  obtenemos

$$\vec{f}_1 = -\frac{e^2}{m\omega} \left\{ \frac{1}{2} \nabla(\vec{E}_e \cdot \vec{E}_e) + (\vec{E}_e \times \frac{\partial \vec{B}_e}{\partial t}) \right\} \quad \text{III.15}$$

Tratando el segundo sumando de la ecuación III.6 de forma similar se obtiene, una vez sustituido  $\vec{v}$  de la expresión III.9

$$\vec{f}_2 = - \frac{e^2}{m\omega} \left( \frac{\partial \vec{E}_e}{\partial t} \times \vec{B}_e \right) \quad \text{III.16}$$

La fuerza  $\vec{f}$ , dada por III.6, será pues  $\vec{f} = \vec{f}_1 + \vec{f}_2$ , con lo que nos queda

$$\vec{f} = - \frac{e^2}{m\omega} \left\{ \frac{1}{2} \nabla (\vec{E}_e \cdot \vec{E}_e) + \frac{\partial}{\partial t} (\vec{E}_e \times \vec{B}_e) \right\} \quad \text{III.17}$$

El promedio temporal de  $\frac{\partial}{\partial t} (\vec{E}_e \times \vec{B}_e)$  es cero, por tanto el término desaparece cuando consideramos la componente estacionaria de la fuerza

$$\vec{f} = - \frac{e^2}{m\omega} \cdot \frac{1}{4} \nabla \langle E_e^2 \rangle \quad \text{III.18}$$

Esta es la expresión de la componente estacionaria de la fuerza de Lorentz, considerada hasta segundo orden. Su influencia será decisiva en aquellos casos en que se produzca un gradiente espacial del campo eléctrico.

En nuestro caso concreto, existe un gradiente en la dirección  $z$ , que da lugar a una fuerza en esa dirección, en la zona del frente de ionización. Los electrones están sometidos a ella entre cada dos colisiones siendo impulsados, en dirección  $z$ , hacia el gas neutro.

La velocidad que adquiere un electrón sometido a esta fuerza, durante el tiempo que transcurre entre dos colisiones,  $t_c$ , es:

$$v_e = - \frac{1}{4} \cdot \frac{e^2}{m\omega} \cdot \langle \nabla E_e^2 \rangle \cdot t_c \quad \text{III.19}$$

Esta fuerza que empuja a los electrones, es la que hace posible el avance del frente de ionización, al permitir el establecimiento de la onda de superficie, y por lo tanto será la que limite su velocidad  $v_f$ , en régimen colisional. A continuación se realiza el cálculo de  $v_e$  para nuestras condiciones de trabajo y se compara con los valores experimentales obtenidos para la velocidad del frente de ionización  $v_f$ .

### III.D.3 Cálculo de la velocidad teórica $v_e$ y comparación con los resultados experimentales de $v_f$ .

La velocidad  $v_e$  con que los electrones avanzan hacia el gas neutro viene dada, en nuestro caso, por

$$v_e = |\vec{v}_e| = \frac{1}{4} \cdot \frac{e^2}{m \omega^2} \cdot \left| \frac{dE^2}{dz} \right| \cdot t_c \quad \text{III.20}$$

donde E es la amplitud de la onda h.f., que sufre un fuerte gradiente en dirección z. Esta velocidad es la que limita el avance del frente, es decir  $v_e = v_f$ .

Puesto que no tenemos acceso a la medida del gradiente espacial, del campo eléctrico, lo transformaremos en una derivación temporal teniendo en cuenta que:

$$dz = v_e \cdot dt \quad \text{III.21}$$

La expresión III.20 queda entonces

$$[v_e]^2 = \frac{1}{4} \cdot \frac{e^2}{m \omega^2} \cdot \left[ \frac{dE^2}{dt} \right] \cdot t_c \quad \text{III.22}$$

Ahora ya podemos calcular  $v_e$ , dado que conocemos la evolución temporal del campo eléctrico de la onda h.f., figura 40.

El valor de la derivada  $dE/dt$ , hace que la velocidad máxima sea adquirida por los electrones que se encuentran en la zona en que el campo eléctrico toma el valor  $E_{\max}/2$ , ya que es ahí donde la derivada es máxima, como se ve en la figura 40. El valor de la velocidad  $v_e$  correspondiente a dicho valor del campo eléctrico es

$$[v_e]^2 = \frac{1}{4} \cdot \frac{e^2}{m^2 \omega^2} \cdot \left[ \frac{dE^2}{dt} \right]_{\frac{E_{\max}}{2}} \cdot t_c \quad \text{III.23}$$

desarrollando la derivada tendremos:

$$\left[ \frac{dE^2}{dt} \right]_{\frac{E_{\max}}{2}} = 2 \frac{E_{\max}}{2} \left[ \frac{dE}{dt} \right]_{\frac{E_{\max}}{2}} \quad \text{III.24}$$

La pendiente  $\frac{dE}{dt}$  en el punto  $\frac{E_{\max}}{2}$  se calcula, sobre las curvas de la evolución temporal de la onda h.f., obtenidas en el registrador, como se muestra en la figura 40. Así tenemos

$$\left[ \frac{dE}{dt} \right]_{\frac{E_{\max}}{2}} = \frac{\Delta E}{\tau_{hf}} \quad \text{III.25}$$

donde  $\Delta E = 0,8 E_{\max}$ , según la definición de  $\tau_{hf}$ .

El valor del campo eléctrico  $E_{\max}$  se obtiene a partir del cálculo numérico (58) de la curva de fase para nuestra estructura concreta. Por cada watio de potencia incidente  $E_{\max}$  toma el valor de 300 V/m. Los valores de  $\tau_{hf}$  son los obtenidos experimentalmente. Sustituyendo estos valores y el de  $E_{\max}$  obtenemos la derivada temporal en el punto  $E_{\max}/2$ . Con este valor y el de  $t_c$ , obtenido a partir de  $v$ , que es conocida (55) para una descarga análoga, calculamos la velocidad  $v_e$  que llamamos

"teórica", aunque se ha utilizado el valor experimental de  $\tau_{hf}$ , para diferenciarla de la velocidad  $v_f$  obtenida experimentalmente.

El cálculo de  $v_e$  se ha realizado para todas las presiones y potencias empleadas en la medida de  $v_f$ . Ambos valores  $v_e$  y  $v_f$ , se representan en la figura 52, para cada presión y potencia. Como puede verse los valores de  $v_e$  son del mismo orden de magnitud que  $v_f$  y la recta que representa  $v_f$  en función de  $v_e$  tiene una pendiente  $< 1,25$ , para las presiones superiores a  $0,15$  Torr. El acuerdo entre el cálculo teórico y los resultados experimentales es pues satisfactorio, teniendo en cuenta el valor aproximado tomado para  $E_{max}$  en el cálculo de la velocidad teórica  $v_e$ .

Para las presiones inferiores a  $150$  mTorr, los resultados experimentales dejan de seguir la recta de la figura 52, pues la velocidad  $v_f$  comienza a decrecer. El modelo de la fuerza ponderomotriz no es válido para esas presiones. Esto es debido a que la difusión hacia las paredes empieza a ser significativa y el avance del frente de la onda no está regido solamente por la fuerza que empuja a los electrones hacia el gas neutro. Para dar cuenta de la disminución de la velocidad  $v_f$ , habría que introducir el número de electrones que se pierden hacia las paredes del tubo de vidrio y que dificultan el avance de una densidad electrónica  $n_c$ , en la dirección  $z$ , que permita el establecimiento de la onda h.f.

En resumen, el modelo de la fuerza ponderomotriz permite una explicación satisfactoria de los procesos de generación del plasma en el rango de presiones en que el recorrido libre medio de los electrones es inferior al radio del tubo, pudiéndose obtener mediante el cálculo los valores experimentales de  $v_f$ . Para las presiones correspondientes al régimen no colisio

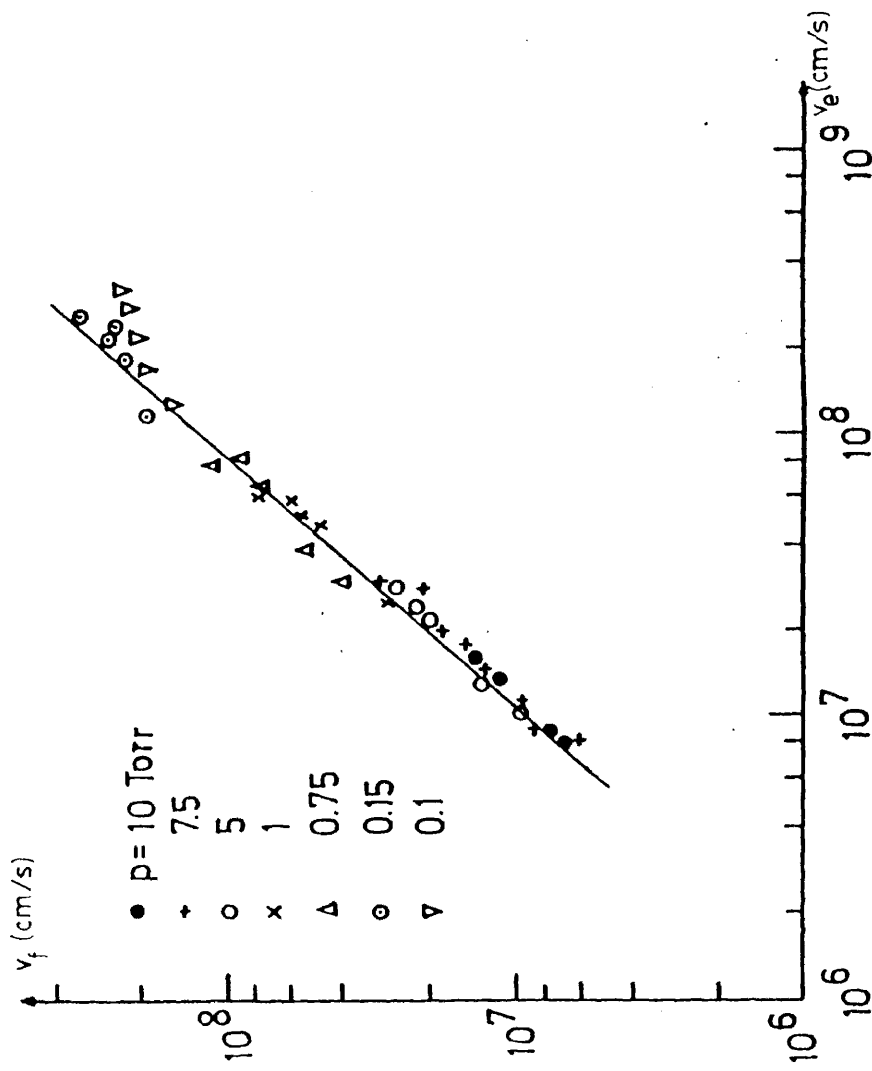


Figura 52. Comparación de los resultados experimentales de  $v_f$  y los obtenidos mediante el modelo teórico.

nal, en que el recorrido libre medio de los electrones es del orden o mayor que el radio del tubo, este modelo deja de ser válido debido a la influencia de las pérdidas de electrones hacia las paredes del recipiente contenedor.

#### CAPITULO IV

##### EVOLUCION DE LOS PARAMETROS DE LA DESCARGA EN EL REGIMEN TRANSITORIO

Vamos a estudiar, en este capítulo, la evolución de la densidad electrónica y la luminosidad, que corresponde al régimen transitorio (creación y extinción) de la descarga.

Se mide, en primer lugar, la densidad electrónica a lo largo del plasma, en instantes sucesivos del proceso de creación. Pudiéndose distinguir un tiempo característico de estabilización, al cabo del cual tanto la distribución longitudinal de la densidad como la de la luminosidad muestran una analogía total con el régimen estacionario.

A continuación se realiza la puesta a punto del método de scattering resonante de una onda electromagnética, lo cual permite obtener el decrecimiento de la densidad electrónica en la postdescarga y deducir de él el tiempo de termalización de los electrones y el coeficiente de difusión ambipolar.

Por último, como complemento a las medidas de luminosidad, se estudia la evolución temporal de las intensidades luminosas correspondientes a las rayas de excitación del Ar I,  $\lambda=4159 \text{ \AA}$  y del Ar II,  $\lambda=4348 \text{ \AA}$ .

#### IV.A EVOLUCION DE LA DENSIDAD ELECTRONICA DURANTE LA CREACION DEL PLASMA.

##### IV.A.1 Técnica de medida

Las características de la propagación de una onda de superficie, en una columna de plasma, son descritas por la curva de dispersión. Del mismo modo, se puede obtener la curva de fase, que nos da la relación  $\omega/\omega_p = f(\beta)$ , para  $\omega$  fija. Esto es, como se dijo en II.B.1, la relación entre la densidad presente en la descarga y la longitud de onda de la onda que se propaga. La obtención de la constante de fase  $\beta$  a lo largo de una columna de plasma puede traducirse, mediante la curva de fase, en la variación de la densidad electrónica a lo largo de la misma. En esto se basa el método que describimos a continuación, utilizado (48) para el régimen estacionario.

Para obtener la variación de  $\beta$  a lo largo de la columna de plasma, se realiza un batido entre la señal  $E_{ext}$ , recogida por una antena, perpendicular al tubo de vidrio que contiene el plasma (de forma análoga a como se recogía la señal h.f. para la medida de  $\tau_{hf}$ ) y una señal de referencia  $E_{ref}$ , proveniente del generador h.f., cuya expresión analítica es

$$E_{ref} = E_0 \cos(\omega t - \psi_0) \quad \text{IV.1}$$

Por su parte la señal recogida por la antena es de la forma

$$E_{ext} = E(r) \exp(-\alpha z) \cos(\omega t - \beta z) \quad \text{IV.2}$$

donde  $\alpha$  es la atenuación de la onda y  $\beta = 2\pi/\lambda$  la constante de fase.

Introduciendo cada una de estas señales por la entrada de un

mezclador tendremos, a la salida del mismo, el producto de ambas  $A_1$  que será:

$$A_1 = E(r)E_0 \exp(-\alpha z) \cdot \frac{1}{2} \{ \cos(2\omega t - \beta z - \psi_0) + \cos(\beta z - \psi_0) \} \quad \text{IV.3}$$

Si se elimina la señal alterna mediante un filtro paso bajo, podemos seleccionar la señal proporcional a la fase de la onda de superficie:

$$A_0(z) \propto \cos(\beta z - \psi_0) \quad \text{IV.4}$$

Esta señal tiene la forma que se ilustra en la figura 53a, donde puede verse que existe una variación de  $\beta$  con  $z$ . Ante la imposibilidad de obtener la longitud de onda  $\lambda(z)$  a partir del valor  $A_0(z)$  en un solo punto, se considerará  $\bar{\lambda}/2$  el valor promedio entre un máximo  $z_1$ , de la señal  $A_0(z)$ , y un mínimo  $z_2$ . La longitud de onda  $\bar{\lambda} = 2(z_2 - z_1)$ , así obtenida se asignará al punto intermedio entre ambos  $z = (z_1 + z_2)/2$  y se considera constante en el intervalo  $z_1, z_2$ . En la realidad para cada punto  $z$  de la columna existe un valor distinto de la longitud de onda  $\lambda(z)$ .

El valor promedio  $\bar{\lambda}$ , así obtenido, es siempre menor que el valor real  $\lambda(z)$ . En efecto, si  $z_1$  y  $z_2$  son las posiciones correspondientes a un máximo y un mínimo de la señal  $A_0$ , tomados a partir del gap del Surfatrón, en la dirección de avance de la onda, se tendrá que la diferencia de fase entre ellos es  $\pi$

$$\beta(z_2) \cdot z_2 - \beta(z_1) \cdot z_1 = \pi \quad \text{IV.5}$$

o lo que es lo mismo:

$$\frac{z_2}{\lambda(z_2)} - \frac{z_1}{\lambda(z_1)} = \frac{1}{2} \quad \text{IV.6}$$

La propagación de la onda se realiza en la dirección de  $z_1$  a

$z_2$ , luego la densidad electrónica decrece en esta dirección. Esto lleva a que la longitud de onda también decrezca, como se ilustró en la figura 15.

Si multiplicamos los dos miembros de IV.6, por el valor real de  $\lambda$  en el punto  $z$ , intermedio a  $z_1$  y  $z_2$ , tendremos

$$\frac{\lambda(z) \cdot z_2}{\lambda(z_2)} - \frac{\lambda(z) \cdot z_1}{\lambda(z_1)} = \frac{\lambda(z)}{2} \quad \text{IV.7}$$

Como hemos dicho  $\lambda$  decrece en la dirección de  $z_1$  a  $z_2$  luego se tendrá  $\lambda(z_2) < \lambda(z) < \lambda(z_1)$ , por lo tanto

$$\frac{\lambda(z) \cdot z_2}{\lambda(z_2)} - \frac{\lambda(z) \cdot z_1}{\lambda(z_1)} > z_2 - z_1 \quad \text{IV.8}$$

con lo que nos queda:

$$\frac{\lambda(z)}{2} > \frac{\bar{\lambda}}{2} \quad \text{IV.9}$$

El error que se introduce, al considerar como valor de la longitud de onda en el punto  $z$  el promedio que hemos definido  $\bar{\lambda}/2 = z_2 - z_1$ , es mayor cuanto mayor sea la distancia,  $z_2 - z_1$ , sobre la que se considera  $\lambda$  constante. Por otra parte la imprecisión de las medidas es mayor en la zona de la curva de fase en que la variación de  $\lambda$  con  $n$  sea más rápida. Para disminuir la primera causa de error, se utilizará una señal de medida de frecuencia mayor que la de la señal creadora de la descarga. Esto hace que la distancia sobre la que se realiza el promedio sea menor, aunque ello implica también que la onda de medida sólo se propaga hasta la posición  $z$  en la que se alcanza su densidad crítica. La onda de medida no llegará pues hasta el final de la columna de plasma.

En la figura 53a se ha mostrado la fase y la potencia correspondientes a una onda de medida, de frecuencia 2135 MHz, que se envió sobre una descarga, en régimen estacionario, creada a 210 MHz. La potencia de la onda de medida debe ser mucho menor que la de la onda creadora del plasma, puesto que el número de electrones creados por aquélla se desprecia frente a los creados por ésta. No existe interacción entre las dos y los efectos no lineales no se consideran.

En la figura 53b se ilustra el hecho de que la onda de medida no llegue al final del plasma.

La validez de este método, de determinación de la densidad electrónica, ha sido mostrada por Zakrewski et al (55) y con él se posibilita la determinación de densidades electrónicas más elevadas que las que pueden obtenerse por los métodos clásicos, de cavidades resonantes.

#### Montaje experimental:

El montaje que se ha realizado, para la obtención de la densidad electrónica, en distintos instantes, a partir de la aplicación del pulso, se ilustra en la figura 54.

La producción de la descarga se realiza como en III.C.3 y corresponde al recuadro de trazo discontinuo de la figura. El tubo que contiene el gas es de vidrio con un diámetro interior de 6 mm. y el exterior de 9 mm. y el gas utilizado fue argon, de pureza N55.

Como en los montajes anteriores, un circulador RTC-V530N impide el paso de la onda reflejada hacia el generador y mediante un acoplador direccional Narda-3020A, de 30 db, se toma parte de la potencia incidente y se lleva al watímetro Ferisol-NA300

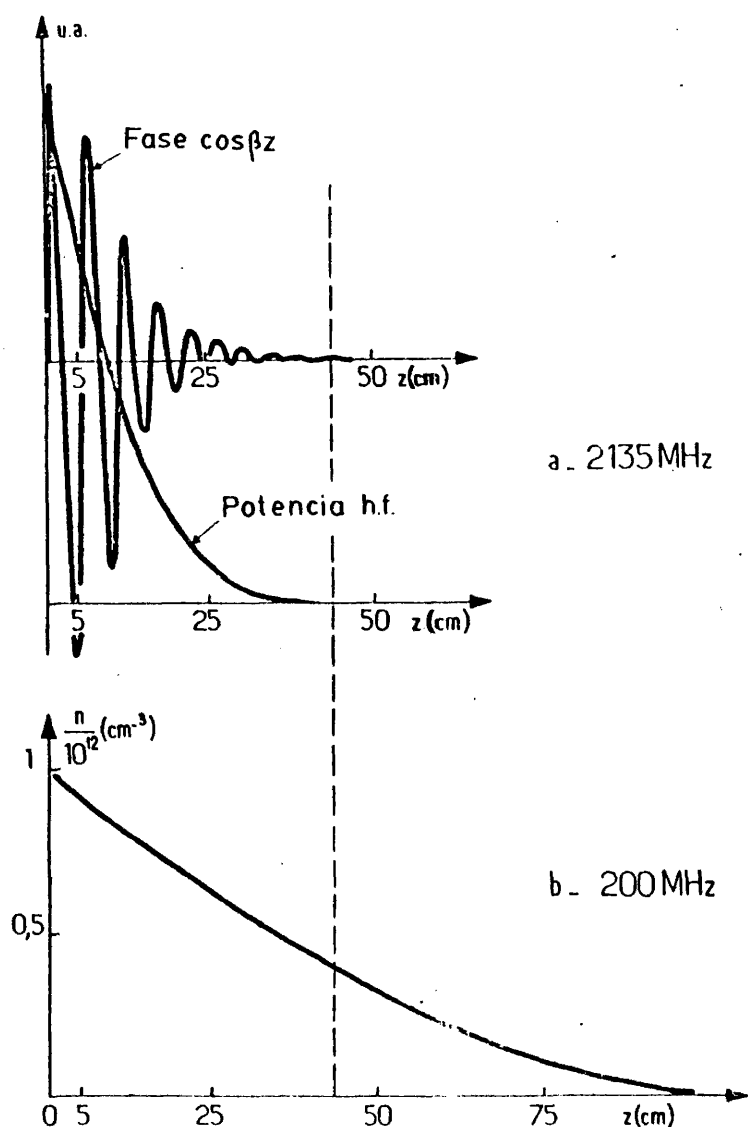


Figura 53. Representación de la fase  $\cos\beta z$  y de la potencia h.f. de una onda de frecuencia  $f_1=2135$  MHz (a) propagándose en un plasma creado por una onda de frecuencia  $f_0=200$  MHz, de densidad decreciente (b).

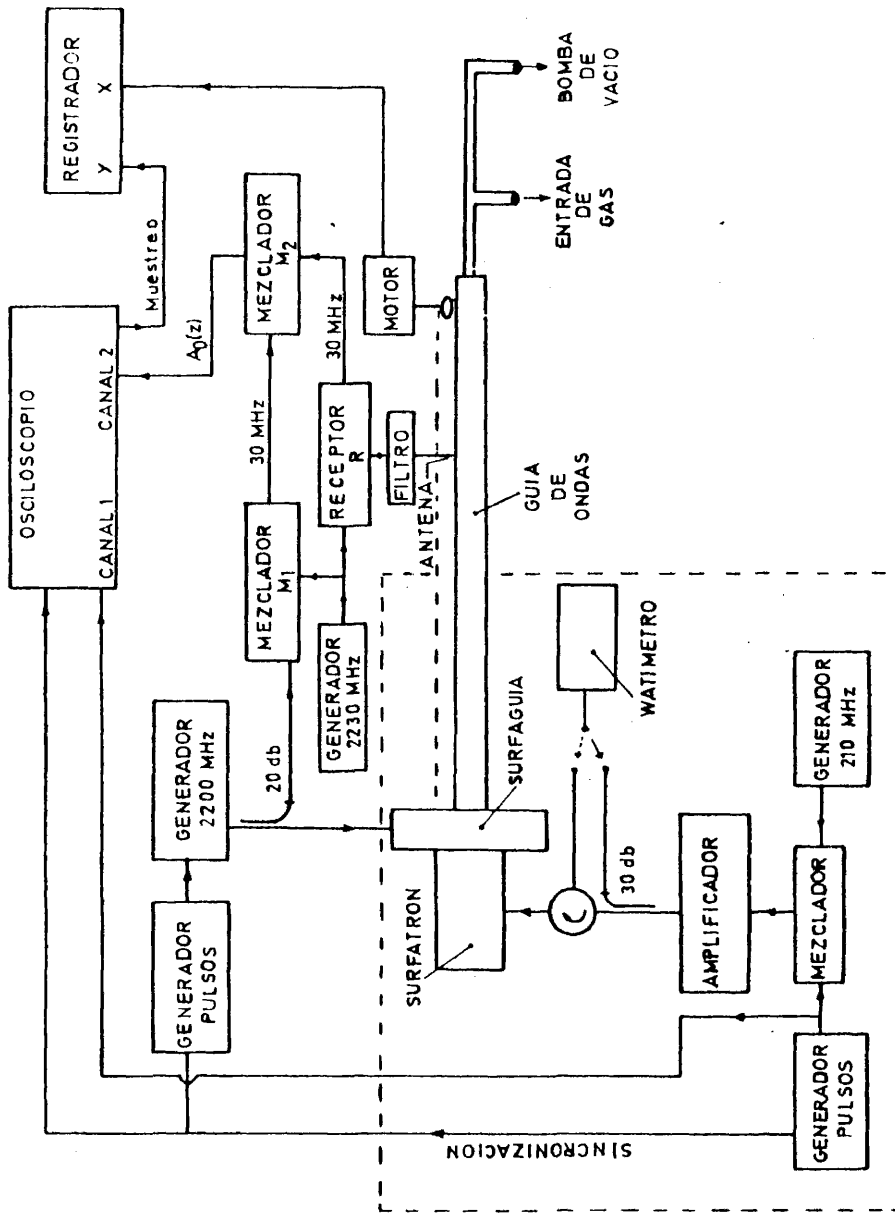


Figura 54. Dispositivo experimental utilizado para la obtención de la densidad electrónica

N° 848.

Mediante una Surfaquia (descrita en I.C.3) se excita una onda, de frecuencia 2200 MHz, que se propaga sobre el plasma. Esta onda es producida por un generador Ferisol, OS 401 1, que puede ser modulado por pulsos.

La señal de medida  $E_{ext}$  es recogida por una antena que se coloca perpendicular al tubo de vidrio. Este está introducido en una guía circular, ranurada, de 2 cm de radio, sobre la que se desplaza un carro móvil, en el que se sitúa la antena. La señal que recoge la antena, pasa por un filtro de 2-4 GHz con lo que eliminamos los 210 MHz, después va a un amplificador, que la eleva hasta un nivel de potencia apropiado para el batido con la señal de referencia. Al no disponerse de amplificador que trabaje a 2200 MHz, es necesario hacer un cambio, a la frecuencia de 30 MHz, tanto en la onda de medida como en la de referencia. Así, en  $M_2$  se batan:

- La señal, amplificada de 30 MHz, proveniente del receptor R, Molabs RIS.2I, obtenida mediante el batido de una señal a 2230 MHz, producida por el generador H.P. 616A, y la señal de medida, de 2200 MHz, recogida por la antena y filtrada.

- La señal de referencia, convertida a la frecuencia de 30 MHz en el mezclador  $M_1$  a partir de las señales provenientes de los generadores a 2200 MHz y 2230 MHz.

A la salida de  $M_2$  obtenemos, así, una señal  $A_o(z)$  cuya variación con  $z$  es de la forma  $\cos(\frac{2\pi}{\lambda} z - \psi_o)$ , siendo  $\lambda$  la longitud de onda correspondiente a los 2200 MHz.

Con respecto a los mezcladores (DBM),  $M_1$  y  $M_2$ , debemos señalar que su esquema básico es el mostrado en la figura 55. La configuración balanceada de DBM permite la comparación de dos

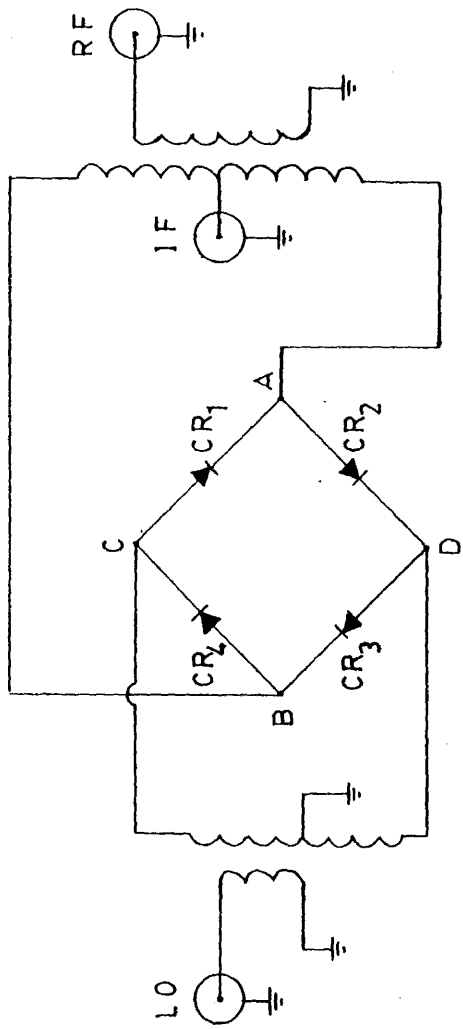


Figura 55. Esquema básico de un mezclador DBM.

señales de frecuencias idénticas y fases diferentes. Las señales que se van a batir, se introducen en los terminales IO y RF y se obtiene, a la salida IF, una señal continua proporcional a la diferencia de fase entre las señales.

La salida de  $M_2$ ,  $A_0(z)$ , es enviada al osciloscopio de muestreo Tektronix 5441 y de éste al eje Y del registrador. Al eje X del mismo se envía la señal, proporcional al desplazamiento  $z$ , procedente de un potenciómetro, asociado al motor que desplaza el carro en el que se sitúa la antena. La descarga es producida en régimen pulsado siendo la duración de los pulsos de  $70 \mu s$  y su frecuencia de repetición de 1 KHz. La señal de medida, a 2200 MHz, es también pulsada siendo la duración de sus pulsos de  $2 \mu s$ . Estos están sincronizados con los de la onda creadora del plasma y se envían en diferentes instantes, a propagarse sobre la descarga. Mediante el control manual del muestreo, que permite el osciloscopio, se selecciona el instante en que se toma la señal  $A_0$  a lo largo de  $z$ .

Así, cuando obtengamos la fase  $\cos \beta z$ , correspondiente a un tiempo de  $5 \mu s$ , por ejemplo, debe interpretarse como la señal  $A_0(z)$  obtenida cuando enviamos un pulso de  $2 \mu s$  de la onda de medida, de forma que en el osciloscopio se pueda ver que la propagación se realiza en el instante  $t_1=5 \mu s$  y en torno a este instante dura  $2 \mu s$ .

Obtención de los resultados experimentales:

La curva  $\cos \beta z$  así obtenida es como la que se ilustra en la figura 56, donde puede verse cómo se determina la longitud de onda  $\bar{\lambda}(z)$ .

Estas gráficas se han registrado para cada presión y potencia, en instantes que van desde  $2 \mu s$  hasta  $30 \mu s$ , a partir del

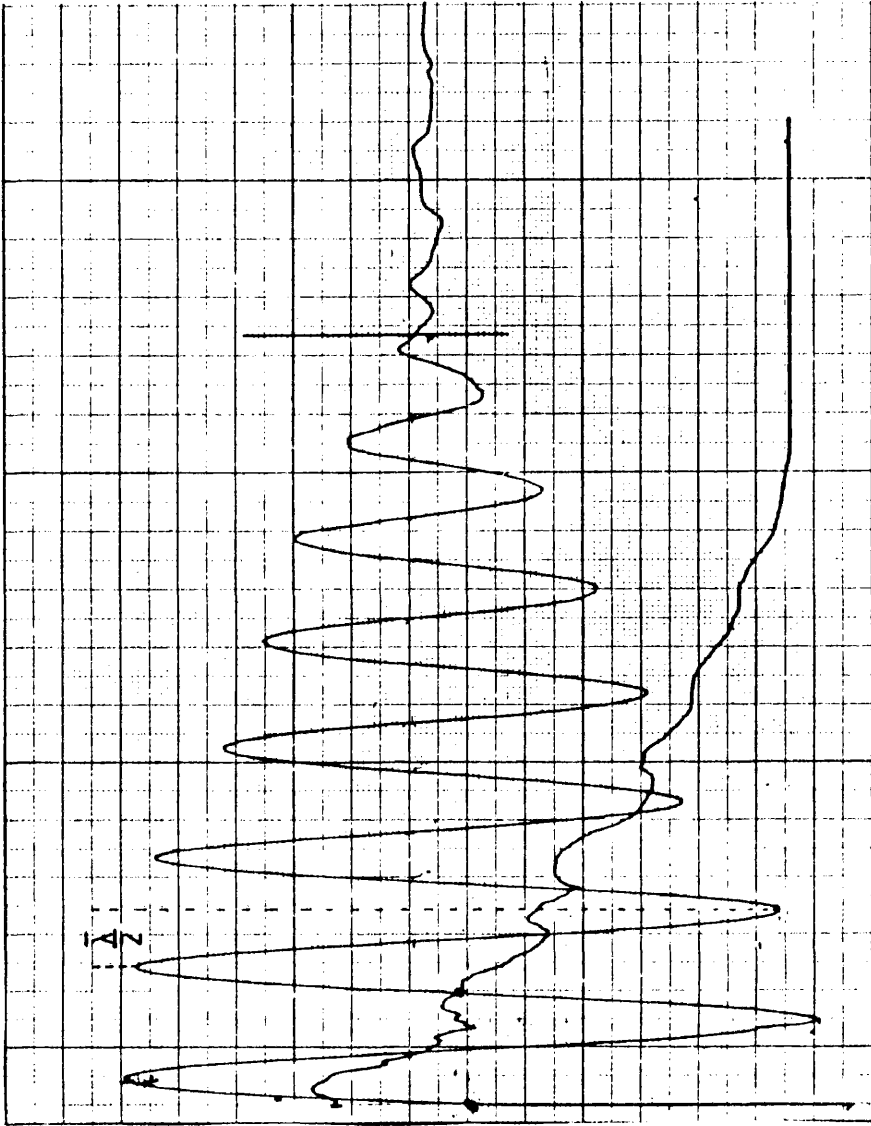


Figura 56. Determinación de  $\bar{\lambda}$  a partir de la curva  $A_0(z)$  obtenida en el registrador.

comienzo del pulso creador de la descarga.

Los valores de  $\bar{\lambda}(z)$  nos permiten calcular la densidad electrónica presente en la descarga, a partir de la curva de fase  $\omega/\omega_p = f(\beta)$ . Esta se ha obtenido, como se indicó en II.B.1, realizándose el cálculo mediante computadora y los resultados se han representado en términos de  $n$  y  $\lambda$  en la figura 57.

El interés de este método de medida consiste en la posibilidad de acceder a valores de la densidad electrónica más elevados que los que permiten los métodos clásicos. Sin embargo no es adecuado para el estudio de la postdescarga pues exige la existencia de una densidad electrónica superior a la densidad crítica  $n_c$ , por ello se ha puesto a punto otro método, que nos permite estudiar este proceso, como se detallará más adelante.

Con el método de la fase se ha estudiado la evolución espacial y temporal de la densidad electrónica, a partir de los 2  $\mu$ s de iniciar la descarga hasta que se llega a una estabilización de la distribución espacial de la densidad. Para los tiempos anteriores a 2  $\mu$ s, no ha sido posible obtener la fase por no tenerse una densidad electrónica suficiente para la propagación de la onda de medida.

#### IV.A.2 Influencia de los parámetros: tiempo, presión, potencia, en la distribución longitudinal de la densidad electrónica

Como ya hemos dicho, la onda de medida que enviamos sobre la columna de plasma sólo se propaga en la parte de la descarga en que la densidad electrónica es superior a su densidad crítica  $n_c = 3,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , calculada en II.B.1. Los valores que obtendremos para la densidad electrónica corresponden, pues, sólo a esa porción de la columna, pero nos permitirán obtener la evolución espacio-temporal de la densidad en este tipo de descar

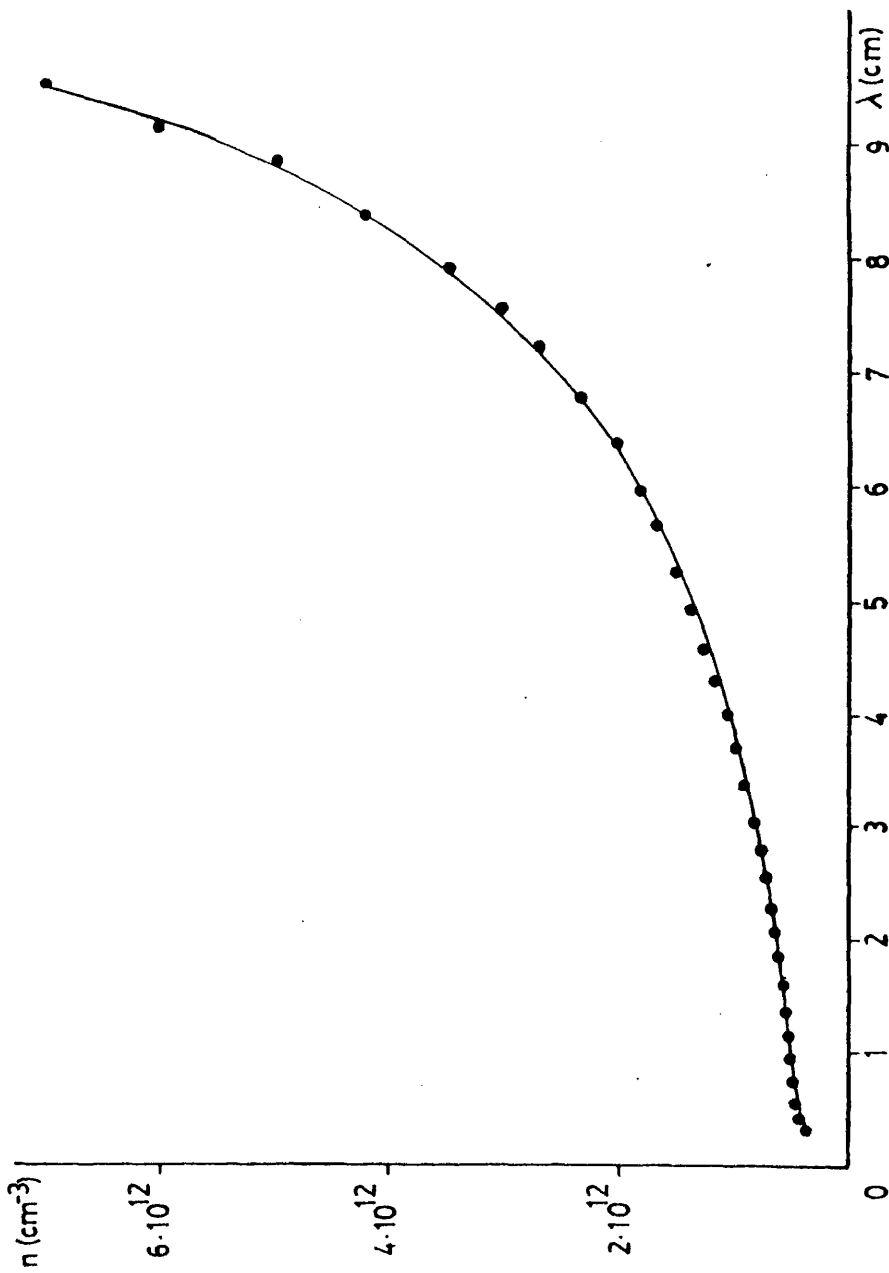


Figura 57. Curva de fase obtenida para una frecuencia de 2200 MHz. El tubo de 6 x 9 mm de diámetros interior y exterior que está rodeado de guía metálica circular de radio 2 cm es la estructura en que se produce la propagación.

gas. Lo que ocurre en una parte del plasma, avanza hacia adelante, extendiéndose a todo él en un tiempo posterior.

En la figura 58 se han representado los valores de la densidad electrónica, obtenidos para una descarga producida a 1 Torr de presión con una potencia, en el pulso, de 214 vatios y de 80 vatios. El origen para las posiciones  $z$ , a lo largo de la columna, se ha situado en el final del plasma, determinado con el fotomultiplicador como en III.C.3.

Las variaciones de la densidad electrónica con  $z$  presentan máximos y mínimos, que son más acusados cuando aumenta la potencia de la onda. Esto es debido al hecho de que en el instante  $t_1 = 12 \mu s$ , en el que se efectúa la medida, se está produciendo, en el frente de ionización, la reflexión de la potencia de la onda creadora, originándose máximos y mínimos de potencia que dan lugar a las oscilaciones observadas en la densidad electrónica. En la figura 58 puede verse como el aumento de potencia incidente hace que los máximos y mínimos aparezcan más próximos al Surfatrón, lo cual es coherente con nuestra explicación. La potencia reflejada será también mayor y por lo tanto se manifiesta incluso en los puntos más alejados del frente de ionización. Esta figura corresponde a las medidas realizadas 12  $\mu s$  después del comienzo del pulso creador del plasma. Veremos a continuación que las oscilaciones de la densidad electrónica a lo largo de  $z$ , desaparecen a medida que transcurre el tiempo, pues el frente de ionización está cada vez más lejos de la parte de plasma en la que se propaga la onda de medida. Ha podido observarse que a presiones inferiores a 1 Torr estos máximos y mínimos de la densidad electrónica no son tan netos.

Evolución temporal:

Las medidas de la densidad electrónica se han efectuado en columnas de argón, producidas a presiones desde 100 mTorr a 1 Torr

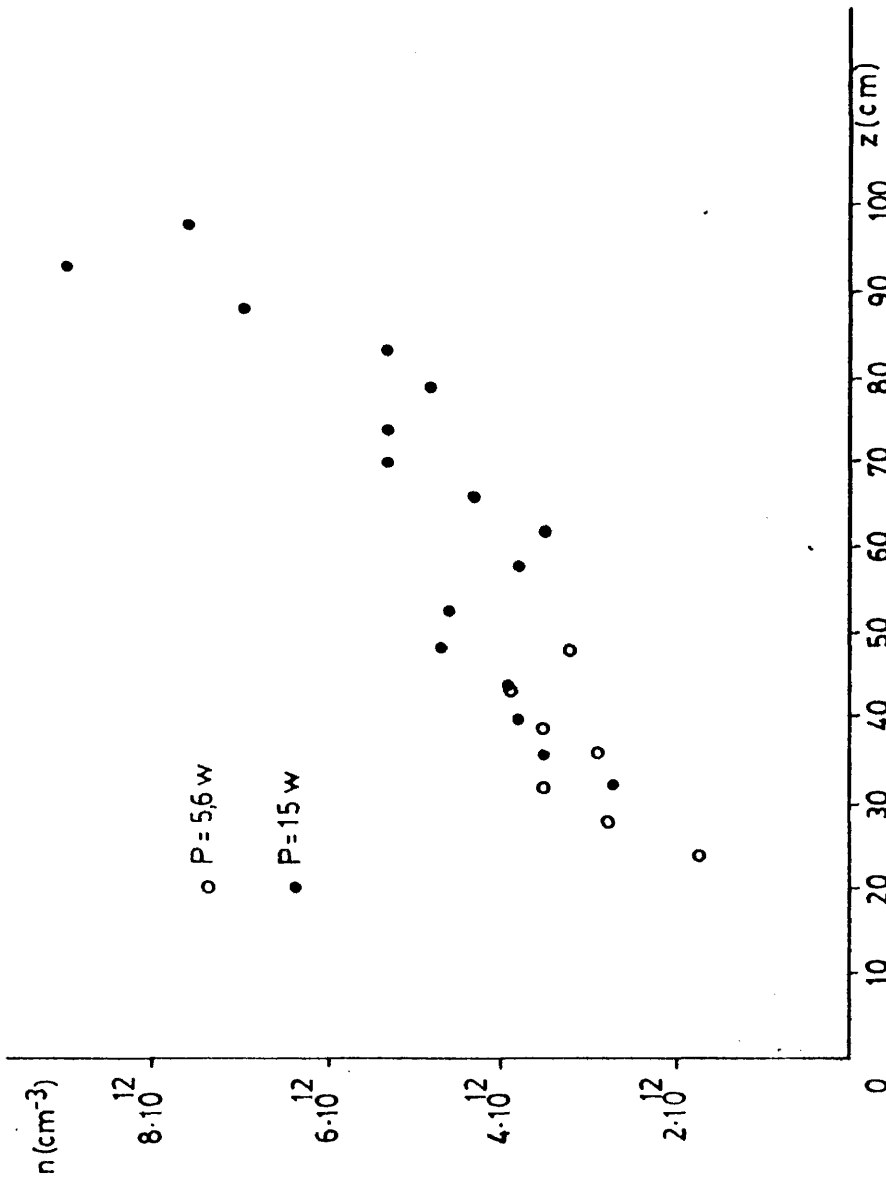


Figura 58. Evolución longitudinal de la densidad obtenida en una descarga de argon a 1 Torr de presión en el instante  $t=12 \mu s$ .

mediante potencias del orden de centenas de watos.

Los valores obtenidos se muestran en las figuras 59 a 64. La evolución de la densidad electrónica  $n$  a lo largo de  $z$  presenta máximos y mínimos que disminuyen a medida que transcurre el tiempo. Para los instantes posteriores a los 15  $\mu$ s del comienzo del pulso, la distribución de la densidad a lo largo de la porción de plasma, a la que tenemos acceso mediante la onda de medida se hace estable teniéndose una distribución longitudinal análoga al caso continuo, ya descrito en II.C.2.

Esta analogía ha podido comprobarse mediante la realización del cálculo teórico que describe la distribución longitudinal de la densidad electrónica, en funcionamiento continuo, en el caso de nuestra estructura (plasma-vidrio-aire-guía metálica) y para las condiciones de presión y potencia a las que se trabaja. El programa de cálculo, descrito en (58), se ha llevado a cabo gracias a la colaboración del laboratorio de Física de Plasmas de la Universidad de Paris XI, Centro de Orsay. El acuerdo entre este cálculo y nuestros resultados experimentales, para instantes posteriores a los 15  $\mu$ s, se muestra en las figuras 65 a 70, lo cual confirma la identidad de comportamiento entre el plasma estabilizado y el plasma en régimen continuo. Así, las características de la distribución de campos y de energías descritas en el Capítulo II, son exactas para el plasma estabilizado. Podemos pues obtener la frecuencia de colisión efectiva  $\nu$  a partir de la relación entre la longitud real de la columna y la longitud del cálculo teórico, dada por II.102.

Los resultados obtenidos se muestran en la figura 71 estando muy próximos, como puede verse, a los obtenidos en el caso continuo (48). Asimismo confirma la clasificación, hecha en el Capítulo III, de régimen colisional para presiones superiores a 150 mTorr y no colisional a presiones inferiores.

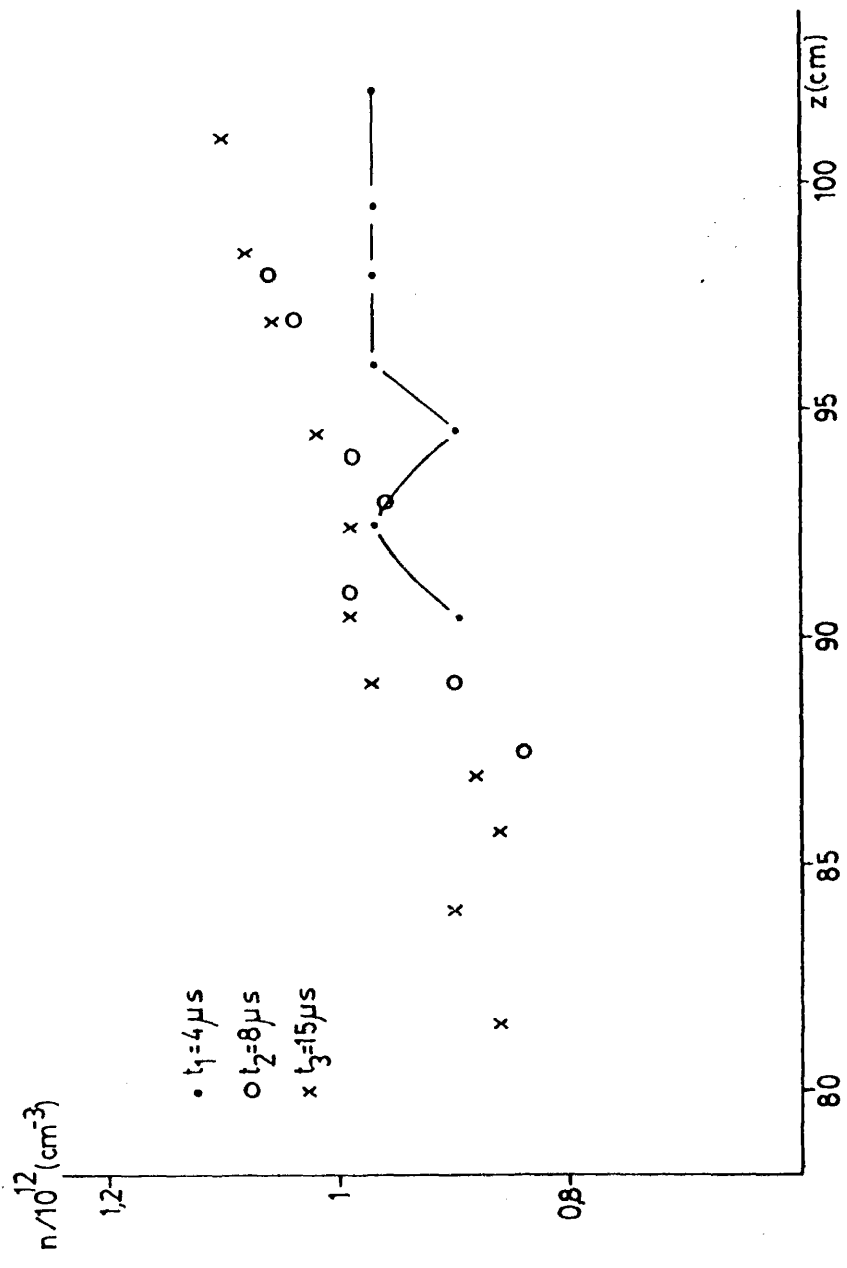


Figura 59. Distribución longitudinal de la densidad electrónica obtenida en una descarga a 100 mTorr y 171 vatios para instantes de tiempo sucesivos.

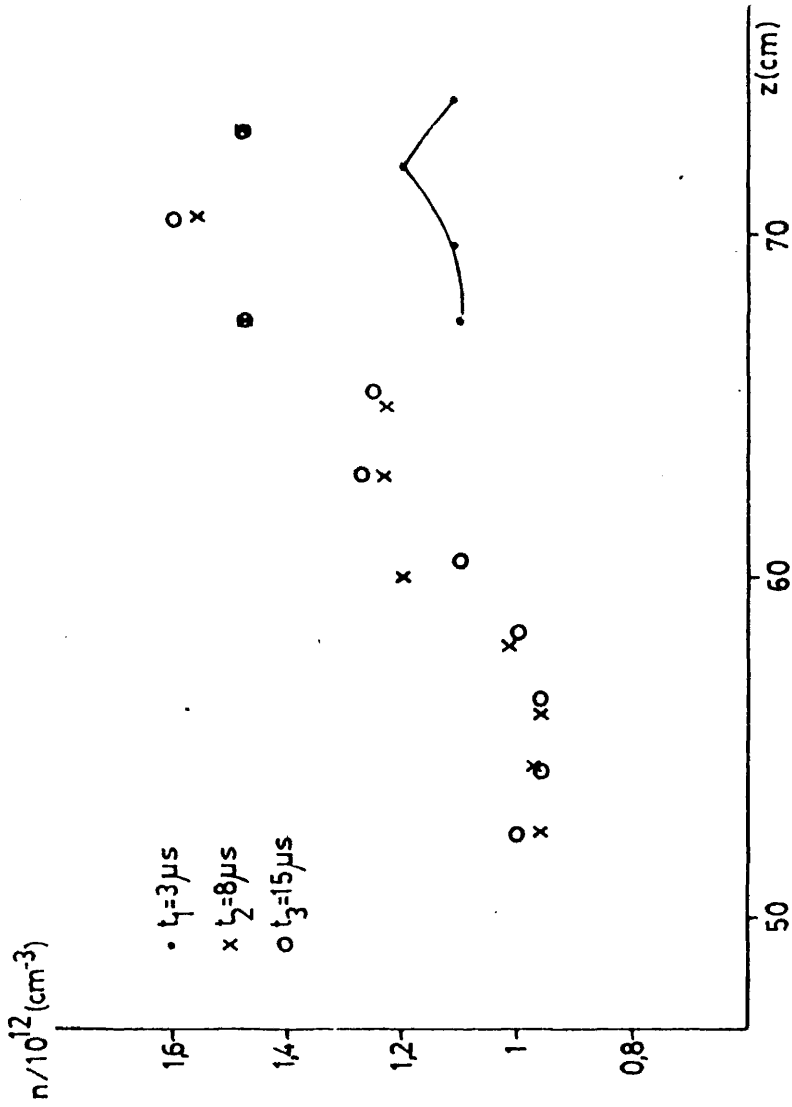


Figura 60. Distribución longitudinal de la densidad electrónica para instantes sucesivos en una descarga a 200 mTorr y 125 wátios.

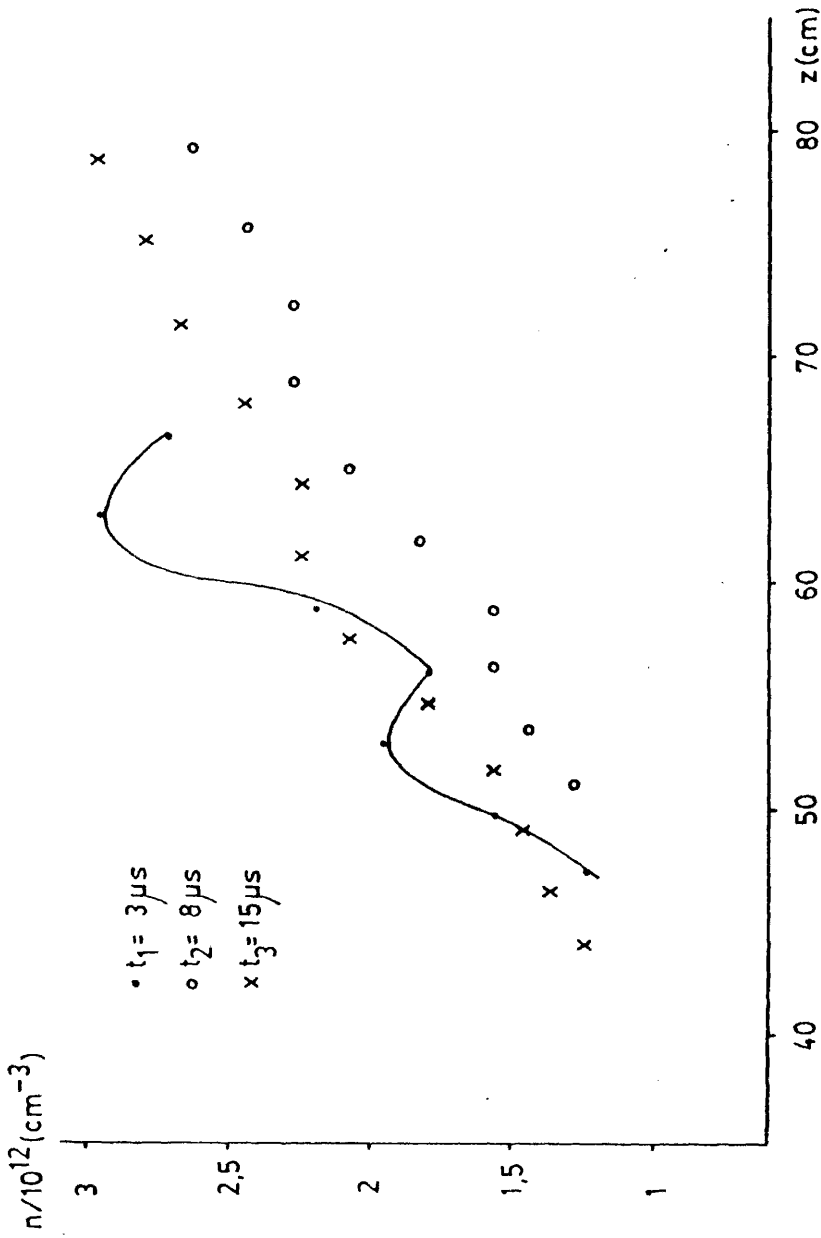


Figura 61. Distribución longitudinal de la densidad electrónica para instantes sucesivos en una descarga a 400 mTorr y 142 vatios.

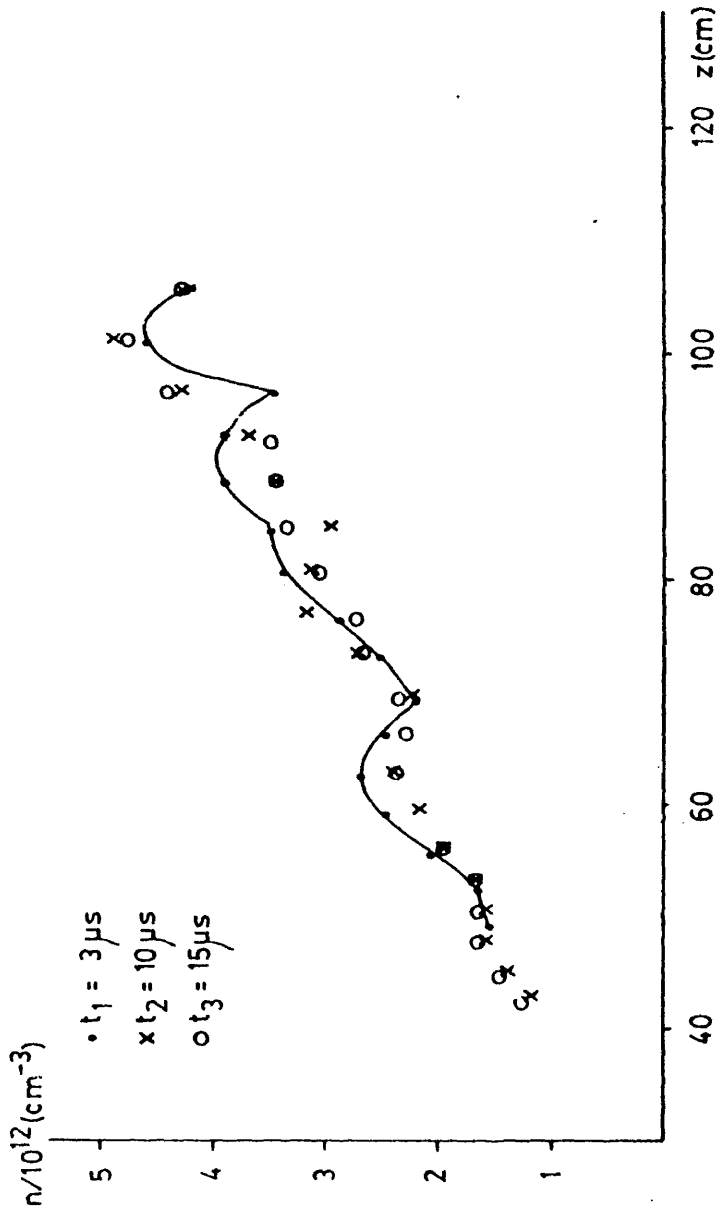


Figura 62. Distribución longitudinal de la densidad electrónica para instantes sucesivos en una descarga a 500 mTorr y 400 wattios.

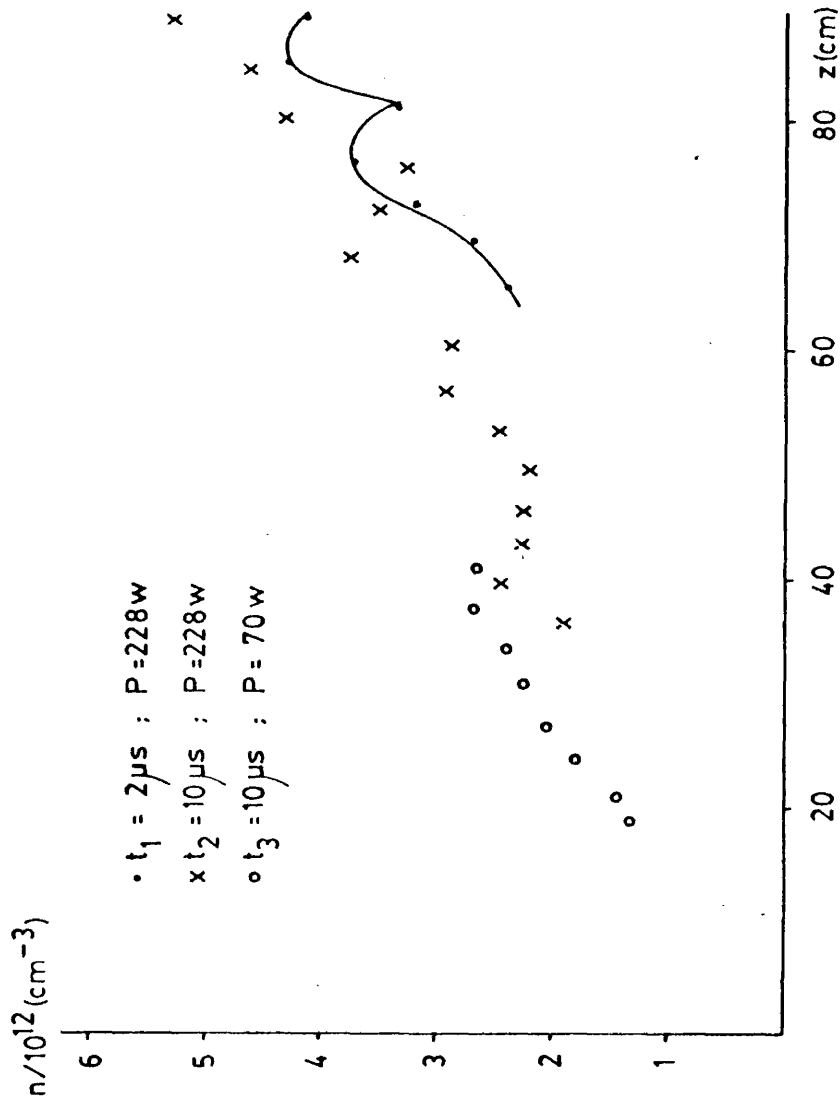


Figura 63. Distribución longitudinal de la densidad electrónica para instantes sucesivos y dos potencias diferentes en una descarga a 700 mTorr.

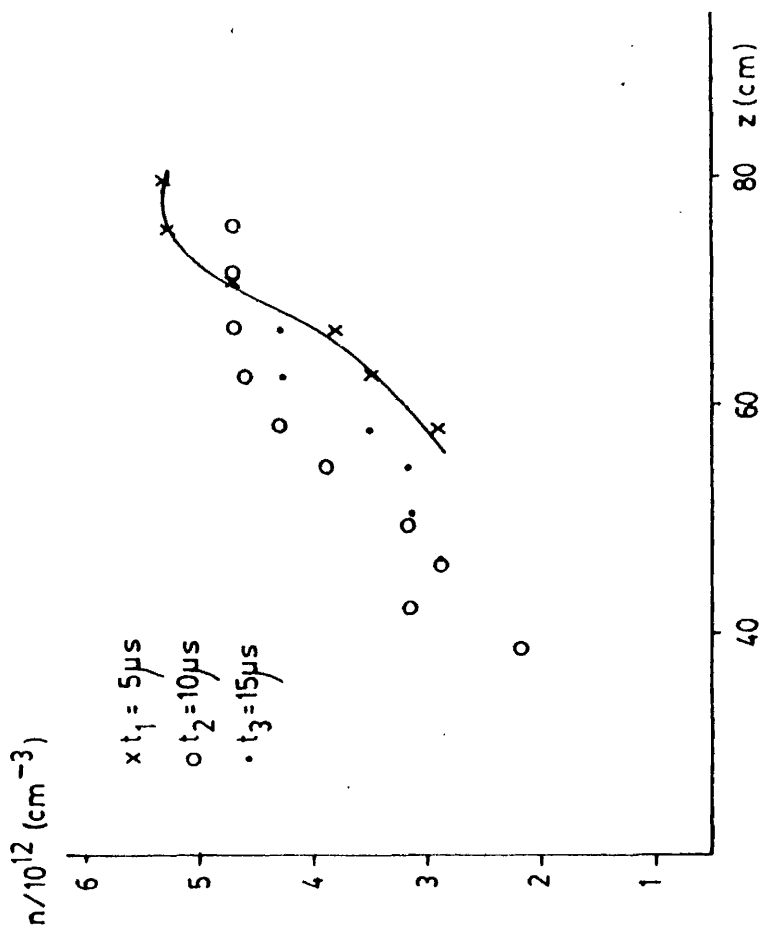


Figura 64. Distribución longitudinal de la densidad electrónica para instantes sucesivos en una descarga a 1 Torr y 170 vatios.

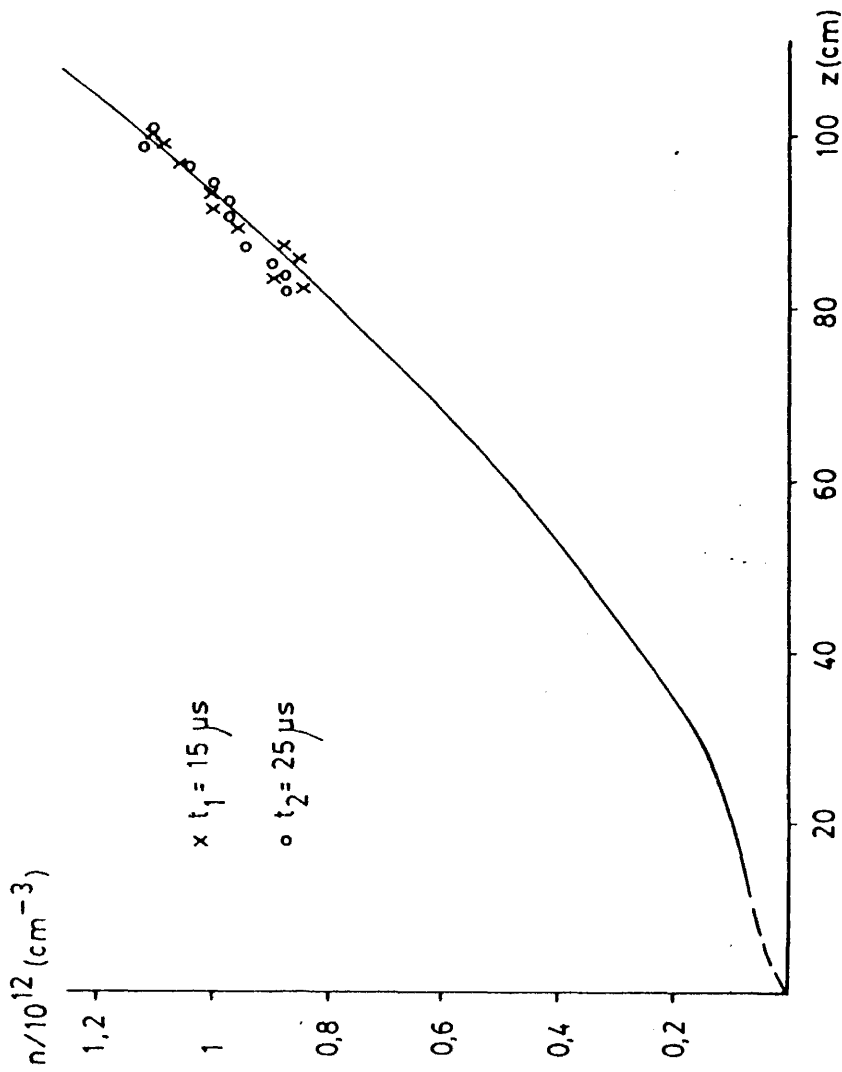


Figura 65. Comparación entre los valores obtenidos para la densidad en los instantes correspondientes al plasma estabilizado y el cálculo teórico para el plasma en funcionamiento continuo en una descarga a 100 mTorr y 171 vatios.

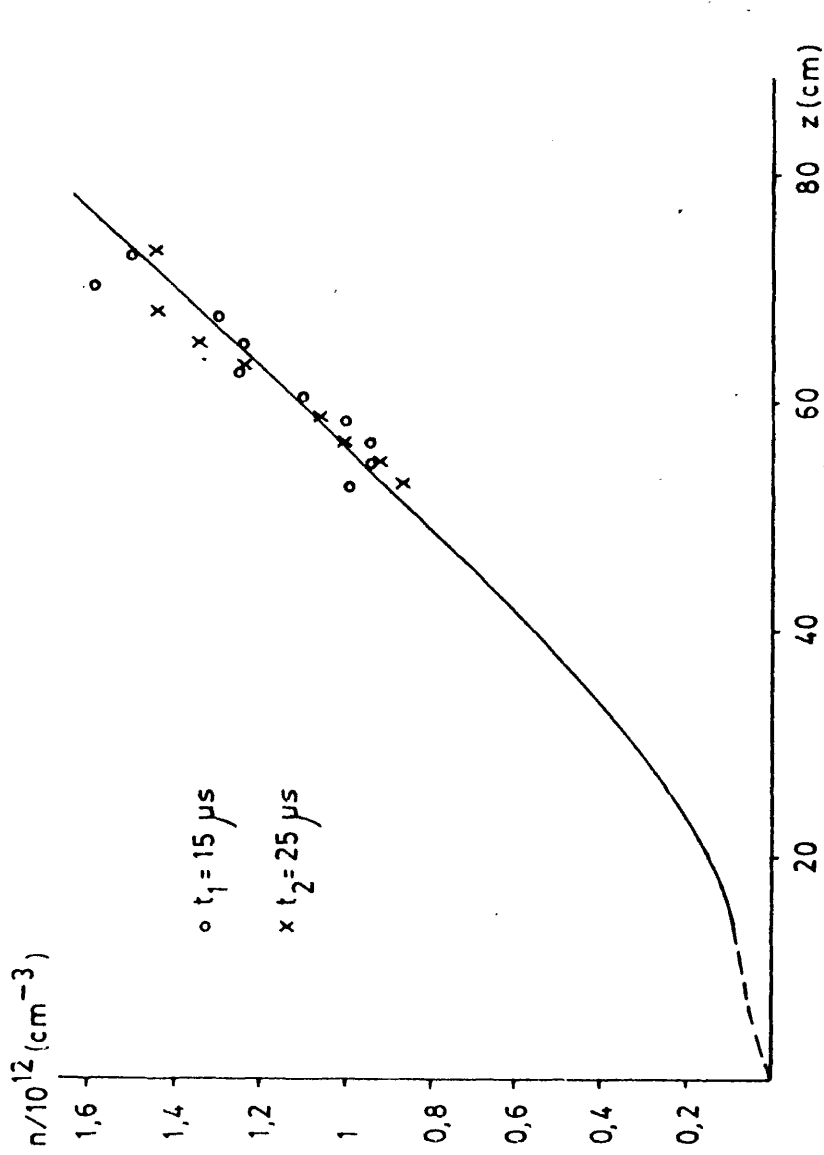


Figura 66. Comparación entre los valores experimentales de la densidad en instantes correspondientes al plasma estabilizado y el cálculo teórico que rige la distribución de la densidad en funcionamiento continuo en una descarga a 200 mTorr y 125 vatios.

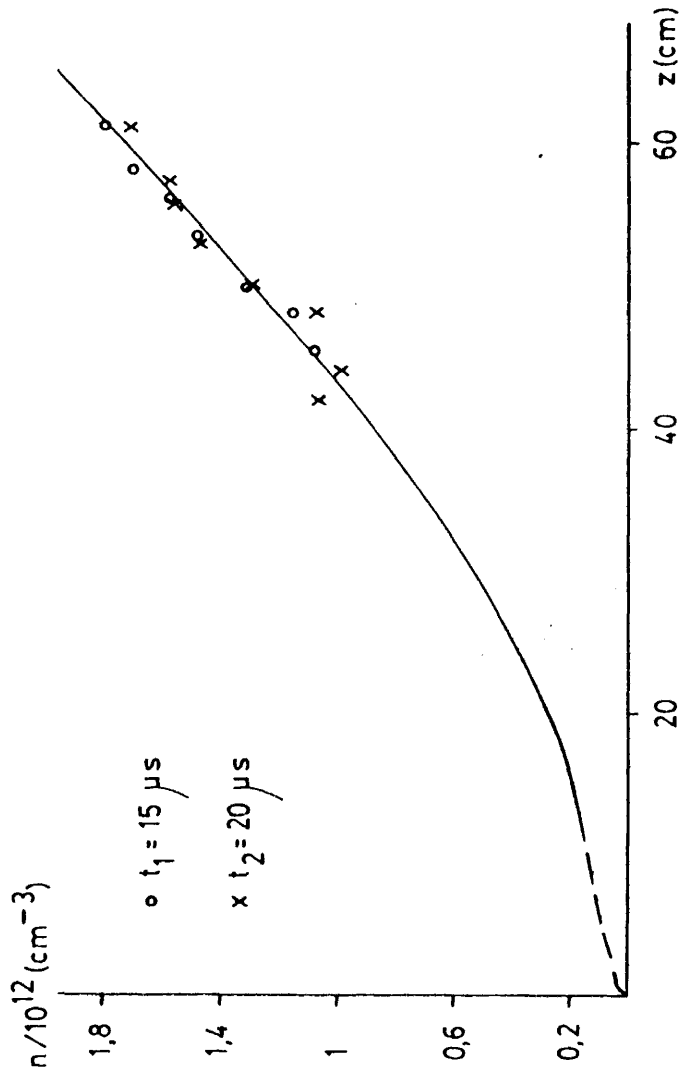


Figura 67. Valores experimentales de la densidad correspondientes al plasma estabilizado y valores teóricos (curva de trazo continuo) obtenidos mediante el cálculo que rige la distribución de la densidad en funcionamiento continuo en una descarga a 400 mTorr y 88 wattios.

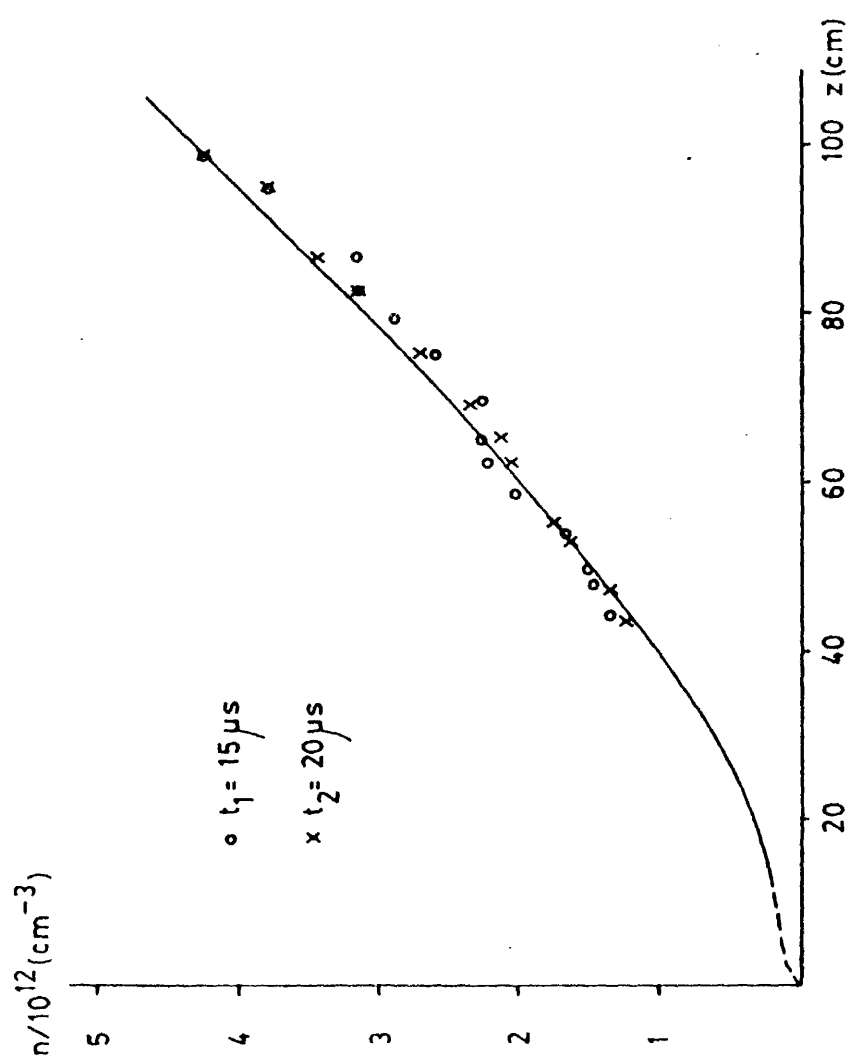


Figura 68. Valores experimentales de la densidad para el plasma estabilizado y distribución longitudinal de la misma (curva en trazo continuo) para el funcionamiento continuo en una descarga a 500 mTorr y 400 watio.

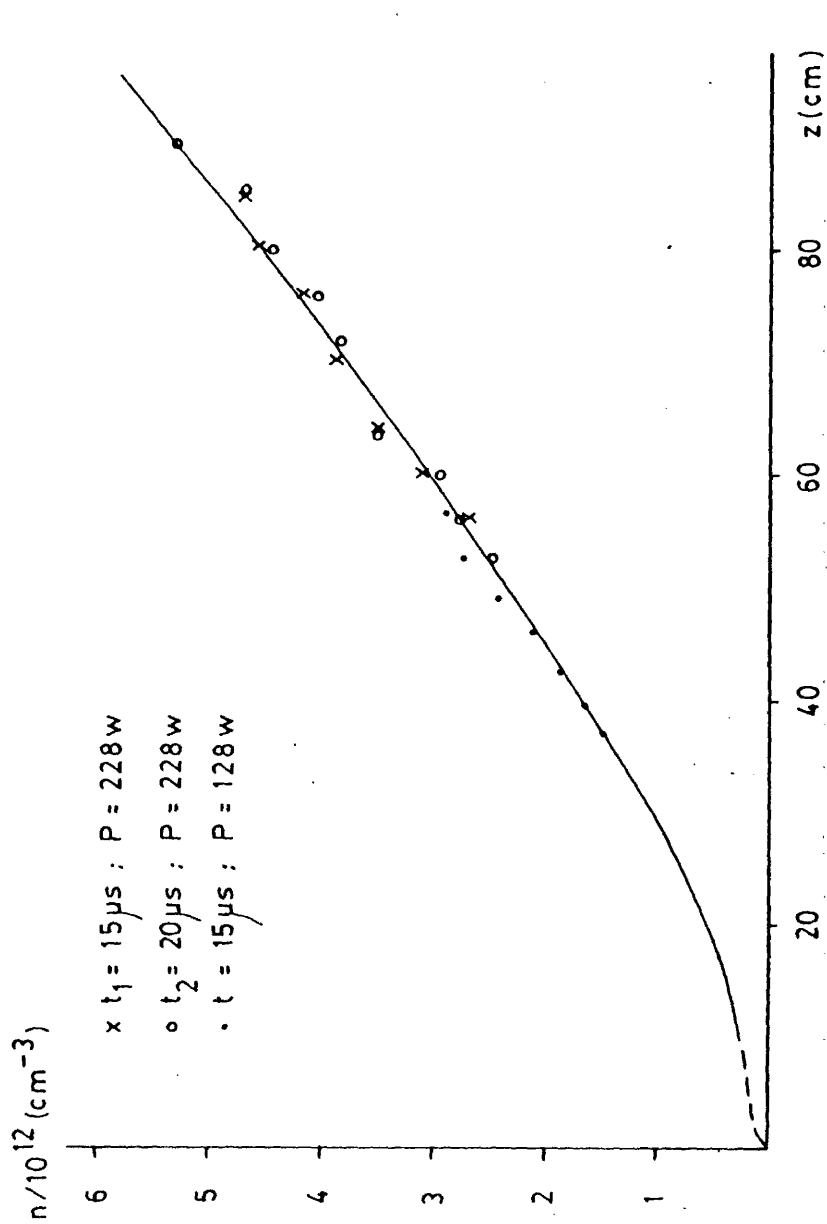


Figura 69. Valores experimentales de la densidad para el plasma estabilizado y distribución longitudinal de la misma (curva en trazo continuo) para el funcionamiento continuo en una descarga a 700 mTorr.

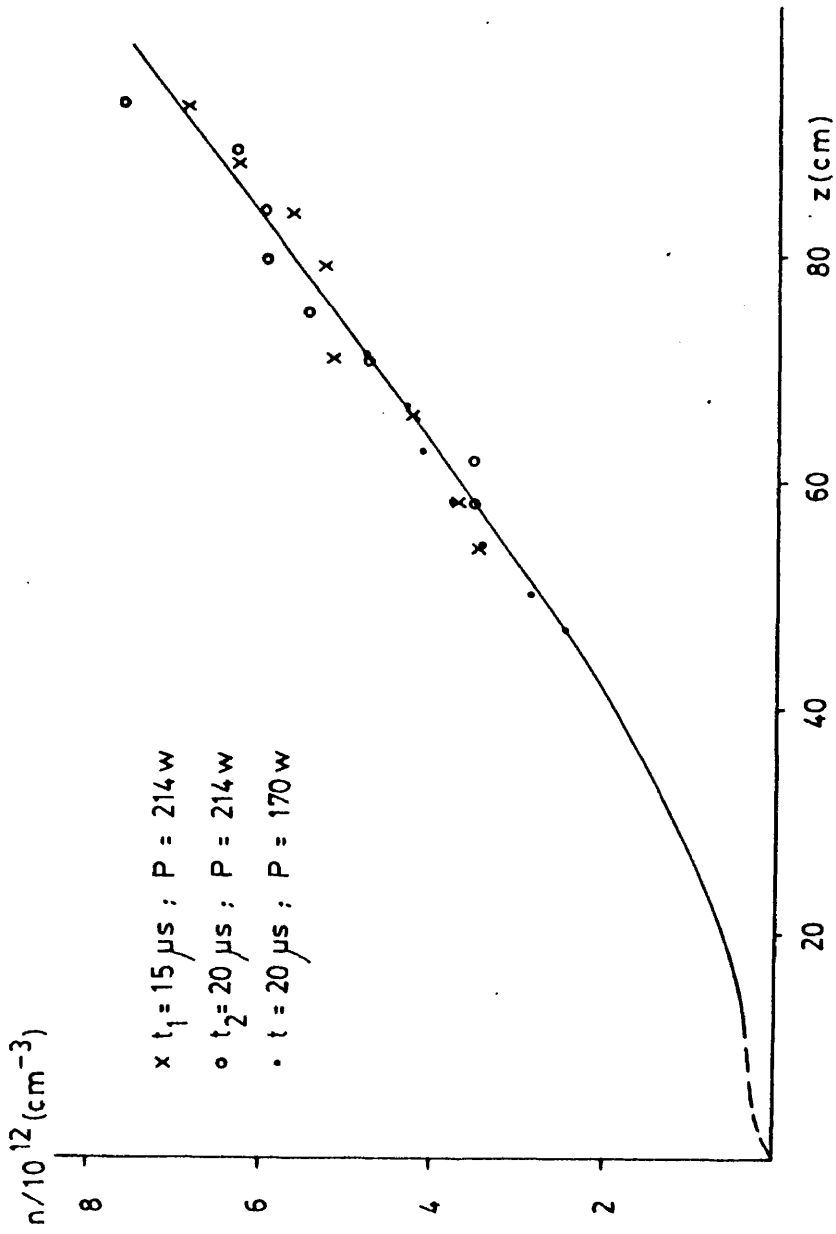


Figura 70. Valores experimentales de la densidad para el plasma estabilizado y distribución longitudinal de la misma prevista por el modelo del funcionamiento continuo en una descarga a 1 Torr de presión.

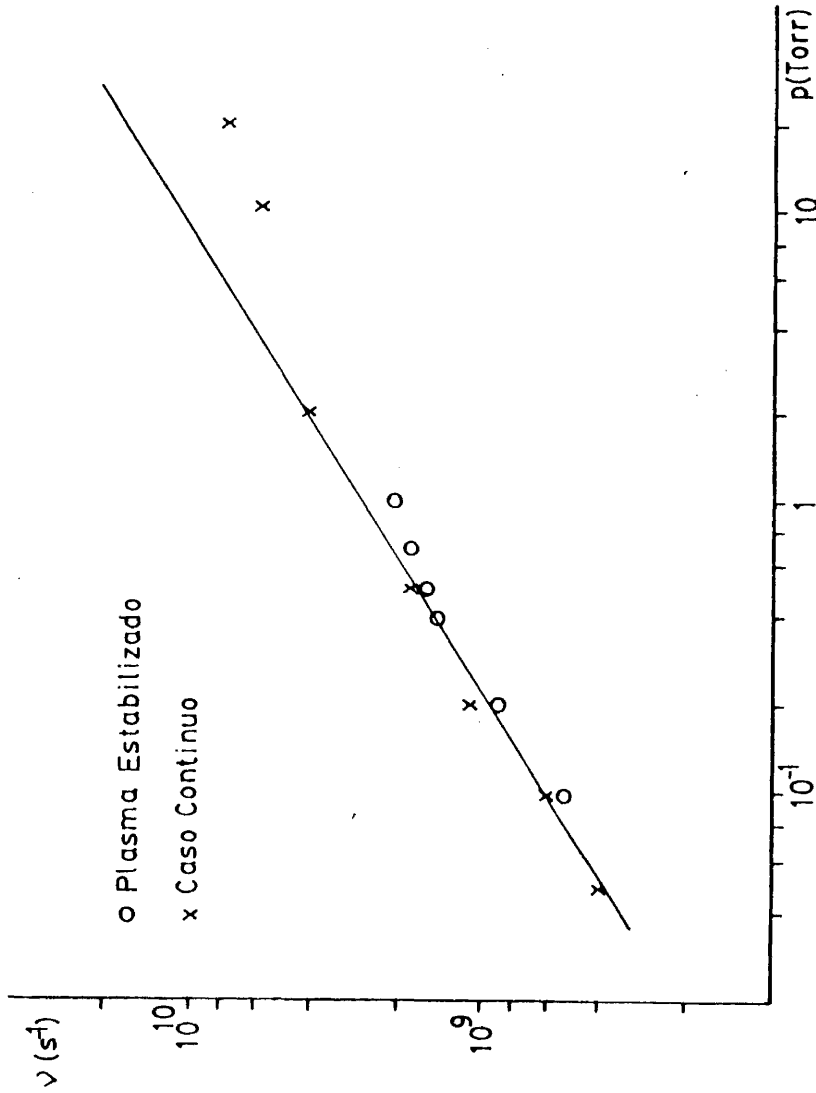


Figura 71. Comparación entre la frecuencia de colisión  $\nu$  obtenida para plasma estabilizado, una vez estabilizada, la obtenida para el caso continuo y la correspondiente al cálculo teórico realizado en (48) (línea recta).

La estabilización de la densidad electrónica, que se observa claramente en las medidas realizadas después de  $15 \mu\text{s}$  para la parte de plasma en que se propaga la onda de medida, puede explicarse por el hecho de que en ese instante la posición del frente de ionización a lo largo de  $z$  esté lo suficientemente lejos del lugar en que medimos, como para que la potencia reflejada llegue a él muy atenuada y no afecte a los valores de la densidad electrónica. Esto no quiere decir que  $t=15 \mu\text{s}$  sea el tiempo de estabilización para todas las presiones, sino simplemente que el fenómeno resulta ya suficientemente claro en las medidas correspondientes a ese instante. A medida que avanza el frente de ionización, el proceso se extiende a lo largo de la columna, hasta que se llegue a una situación en que el frente se detiene. Esto ocurre en el punto  $z$  tal que  $n(z) = n_c$ , donde ya no hay potencia reflejada porque la atenuación  $\alpha$  se hace infinita y toda la potencia de la onda es absorbida, con lo que la columna de plasma se estabiliza en su totalidad.

Las figuras 59 a 64 muestran, por otra parte, que en un punto dado  $z$  de la columna de plasma, el valor de la densidad electrónica  $n$  correspondiente a la situación estabilizada es inferior al valor, en el mismo punto  $z$ , en instantes anteriores, lo cual da cuenta, nuevamente, de la influencia de la potencia reflejada.

Con el objeto de evidenciar la estabilización de la columna de plasma en su totalidad y no teniendo acceso a toda ella mediante la onda de medida, como se ha indicado ya, se observó la variación de la intensidad de la señal luminosa emitida por la descarga a lo largo de  $z$ , para instantes sucesivos a partir de su comienzo.

Evolución de la señal luminosa a lo largo de  $z$ :

La señal luminosa se recoge mediante fibra óptica, colocada

perpendicular al tubo de plasma, sobre el carrito que se desplaza a lo largo de la columna y se lleva al fotomultiplicador. La señal del fotomultiplicador es llevada al osciloscopio de muestreo, donde, igual que se hizo para las medidas de la fase, se selecciona el instante en que se toma la señal, que es registrada automáticamente en el registrador.

Se ha podido observar, de este modo, un decrecimiento de la intensidad luminosa a lo largo de la columna de plasma. Para instantes sucesivos, se aprecia el avance del frente de ionización, caracterizado por un aumento abrupto de la luminosidad antes de extinguirse. Asimismo en los puntos  $z$  más próximos a la zona del frente de ionización aparecen ondas estacionarias en la señal luminosa. A medida que se obtiene la luminosidad, para tiempos posteriores, puede verse que el frente de ionización, evidenciado por el pico de la luminosidad, se sitúa en puntos  $z$  más alejados y su intensidad luminosa es menor. Este avance se ilustró en la lámina 1 y corresponde al analizado en el Capítulo III, cuya velocidad se ha estudiado teórica y experimentalmente. A partir de un instante  $t_c$  desde el comienzo del pulso de la onda creadora, el final de la luminosidad no presenta ya ningún pico, decreciendo de forma monótona hasta extinguirse. Para los instantes posteriores  $t > t_c$ , la distribución de la luminosidad no varía sino que se obtiene una gráfica que coincide, cada vez con las de los instantes precedentes.

La estabilización de la señal luminosa corresponde al momento en que la ionización se detiene, al haber llegado al punto  $z$  en que la densidad electrónica es igual a la densidad crítica. La potencia en este punto es totalmente absorbida y los electrones no pueden ya avanzar. Lo mismo puede interpretarse del hecho de que la longitud del plasma aumente con la duración del pulso de la onda creadora, hasta que ésta toma el valor  $\tau = t_c$ , a partir del cual la longitud de la columna es la definitiva y aunque el pulso de potencia se haga de duración mayor, la longitud permane

ce estable.

Así pues, la estabilización que habíamos observado, en una parte de la columna mediante las medidas de la densidad, se extiende a todo el plasma al cabo de un tiempo  $t_c$ . Aunque no se ha medido el valor de  $t_c$  de forma precisa, por necesitarse una determinación exacta del punto  $z$  donde acaba el plasma, se ha podido comprobar que para el rango de presiones en el que hemos trabajado (de 100 mTorr a 1 Torr) y con potencias, en el pulso, del orden de 200 vatios, el tiempo de estabilización de la columna de plasma  $t_c$  está entre 20  $\mu$ s y 30  $\mu$ s, dependiendo de las condiciones de producción de la descarga. La relación entre el tiempo de estabilización de la columna  $t_c$  y su longitud definitiva  $L$ , para unas condiciones dadas de presión y potencia es, de acuerdo con III.4.

$$L = \int_0^{t_c} v_f(t) dt \quad \text{IV.10}$$

Influencia de la presión del gas:

En las figuras 59 a 64, puede verse como la pendiente de las curvas  $n = f(z)$  aumenta al aumentar la presión del gas. Para los instantes correspondientes ya a la estabilización se tiene, en la parte de plasma en que obtenemos la densidad, una distribución longitudinal de la misma análoga al régimen estacionario, como se mostró en las figuras 65 a 70, por ello la pendiente  $dn/dz$  es en esos instantes proporcional a la frecuencia de colisión efectiva, como se vió para el régimen estacionario en II.C.2.

Influencia de la potencia de la onda:

Las medidas de la densidad electrónica, se han efectuado para potencias en el pulso distintas, obteniéndose una misma curva  $n = f(z)$ , figuras 69 y 70, al variar la potencia, en los instan-

tes en que la descarga está ya estabilizada.

Para los instantes en que no se ha alcanzado aún la estabilización, figuras 58 y 63, la potencia de la onda hace más larga o más pequeña la columna de plasma, manteniéndose las oscilaciones de la densidad electrónica a lo largo de z.

#### IV.B EVOLUCION DE LA DENSIDAD ELECTRONICA EN LA POSTDESCARGA

Para completar el estudio de la evolución de la densidad electrónica, en estas descargas, es necesaria la obtención de su decrecimiento durante la postdescarga. Este se estudió teóricamente en I.D, obteniéndose para n la expresión I.86  $n(\vec{r}, t) = n_0 J_0 \left( \frac{2.405}{R} r \right) \exp\left(-\frac{D}{\lambda^2} t\right)$  correspondiente a nuestra estructura experimental de un plasma cilíndrico de longitud L y radio R. Siendo  $L \gg R$ .

El método usado, en el apartado anterior, para el estudio de la estabilización del plasma, tenía una limitación, que consiste en la imposibilidad de propagar la onda de medida en puntos de densidad electrónica inferior a la crítica. Por esta razón ha sido necesaria la puesta a punto de otro método que permitiera la obtención de n durante la extinción del plasma.

##### IV.B.1 Principio teórico del método de diagnosis. Resonancias de Tonks-Dattner

El método de diagnosis, de la densidad electrónica, en la postdescarga está basado en el scattering resonante de una onda electromagnética al incidir sobre la columna de plasma.

Es bien conocido que un plasma, de densidad electrónica n, puede engendrar oscilaciones electrostáticas, en diversas con-

diciones, cuya pulsación es del orden de  $\omega_p = \left(\frac{ne^2}{m\epsilon_0}\right)^{1/2}$ .

Las oscilaciones producidas en una columna cilíndrica de plasma, de radio  $R$ , mediante ondas electromagnéticas exteriores al plasma, son conocidas como resonancias de Tonks-Dattner, como se indicó en I.C.3. Aunque los primeros trabajos de Tonks (99) sobre este tema se remontan a 1931, su estudio experimental se ha desarrollado sobre todo en 1950 (100-102) y sólo desde 1963 se han llevado a cabo análisis teóricos aproximadamente exactos (103-107).

La excitación de la onda electromagnética se ha realizado mediante guía de ondas (101), cavidad cilíndrica (105) y acoplo capacitivo (106) y para todo dispositivo utilizado se observa, cuando la frecuencia de excitación es del orden del promedio de la frecuencia de plasma  $\bar{\omega}_p$ , una serie de resonancias. Las experiencias se han hecho sobre una columna positiva, manteniendo  $\omega$  constante y haciendo variar  $\bar{\omega}_p$  o lo que es lo mismo la corriente eléctrica  $I$  en el tubo de descarga. Las variaciones de la potencia reflejada en función de  $I$  muestran, como se ilustra en la figura 72, una resonancia principal  $\omega_0$ , cuya posición precisa depende del orden de multipolaridad excitada y resonancias secundarias  $\omega_1, \omega_2$ , de amplitud más débil, que se producen para valores de  $I$  más pequeños. Si se trabaja a  $\bar{\omega}_p$  constante, esto da lugar a  $\omega_1, \omega_2 > \omega_0$ . Estas resonancias se obtienen para todos los modos de excitación citados, tanto el modo dipolar ( $m=1$ ) como los de simetría par ( $m=0,2,\dots$ ).

En la figura 73 se ilustran los resultados, obtenidos por Parker et al. (103), de la variación de las frecuencias de resonancia con el radio  $R$  y las características del plasma, en el modo dipolar. Se utilizan las coordenadas reducidas  $\omega/\bar{\omega}_p$  y  $R/\bar{\lambda}_D$ , donde  $\bar{\omega}_p$  y  $\bar{\lambda}_D$  son los valores de la frecuencia de plasma y la longitud de Debye, correspondientes a un plasma de densidad  $n$  igual a la densidad media:

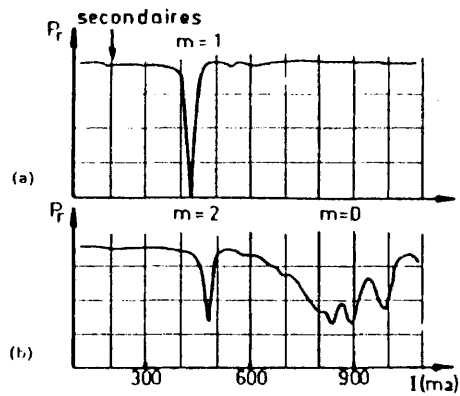


Figura 72A. Resonancia principal obtenida en la cavidad empleada por Leprince (105). a) dos antenas en oposición de fase, b) dos antenas en fase.

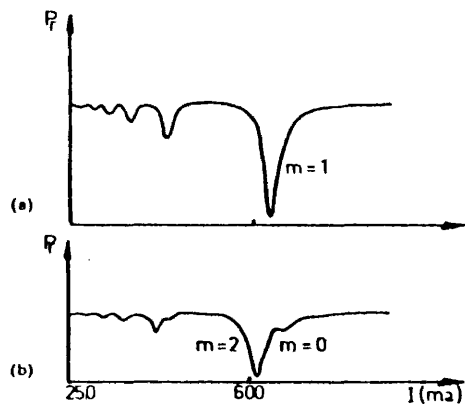


Figura 72B. Resonancias secundarias obtenidas en la cavidad empleada por Leprince (105). a) antenas en oposición de fase, b) antenas en fase.

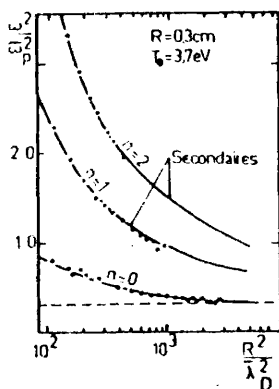


Figura 73. Posiciones de las tres primeras resonancias, medidas y calculadas (trazo continuo) para una descarga de vapor de mercurio. (Ref. 103)

$$\bar{n} = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R n(r) \cdot 2\pi r dr \quad \text{IV.11}$$

La longitud de Debye  $\bar{\lambda}_D$  viene dada por

$$\bar{\lambda}_D = \frac{\epsilon_0 K T_e}{\bar{n} e^2} \quad \text{IV.12}$$

Para los valores de  $R/\bar{\lambda}_D$  muy grandes, la resonancia principal  $\omega_0$  tiende a un valor proporcional a  $\bar{\omega}_p$ , prácticamente independiente de la temperatura electrónica  $T_e$  y determinado, esencialmente, por el valor de  $\bar{n}$ . Este hecho hizo analizar los resultados correspondientes a la resonancia principal según un modelo de plasma frío (21), que considera el plasma como un dieléctrico de permitividad  $\epsilon_p = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ . A partir de la curva de dispersión para una guía en cuyo interior hay una columna de plasma, se deducen las frecuencias de resonancia para el caso de una cavidad (105). Así se obtiene la variación de  $\omega_0$  con  $\omega_p$ , que se ilustra en la figura 74, para cavidades de longitud  $L$  variable. En ella puede verse que para los valores pequeños de  $\omega_p$ , la frecuencia correspondiente

a la resonancia principal  $\omega_0$  es proporcional a  $\omega_p$ . La constante de proporcionalidad (103) es  $\frac{1}{\sqrt{1+\epsilon_{ef}}}$ , donde  $\epsilon_{ef}$  es la constante dieléctrica efectiva para la región exterior al plasma.

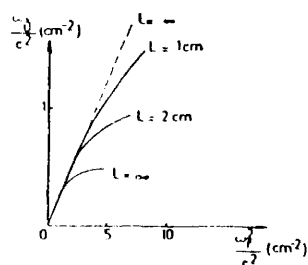


Figura 74. Frecuencias de resonancia de una cavidad dipolar (Ref. 21)

Para explicar la dependencia de la temperatura electrónica que se observa fuertemente en las resonancias secundarias y que aparece en la resonancia principal, para los valores de  $R/\lambda_D$  no muy elevados, fue preciso considerar la agitación térmica de los electrones así como la variación radial de la densidad electrónica  $n(r)$ .

Así Parker et al. (103) obtienen teóricamente la condición de resonancia para las oscilaciones presentes en una columna de plasma no uniforme, considerando la agitación térmica. Para ello resuelve las ecuaciones que resultan al tomar los dos primeros momentos en la ecuación de Boltzmann:

$$\frac{\partial n}{\partial E} + \vec{v} \cdot (n\vec{v}) = 0 \quad \text{IV.13}$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial E} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = \frac{1}{m\bar{n}} (-ne\vec{E} - \vec{\nabla}p) \quad \text{IV.14}$$

donde  $p$  es la presión escalar, y las ecuaciones de Maxwell, que

en el caso cuasiestático,  $\lambda \gg R$ , se substituyen por:

$$\vec{E} = - \vec{\nabla} \phi \quad \text{IV.15}$$

$$\nabla^2 \phi = - \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad \text{IV.16}$$

donde  $\rho$  es la densidad de carga y  $\phi$  es el potencial eléctrico.

La solución de estas ecuaciones con las condiciones de contorno adecuadas y la condición de resonancia, permite obtener las curvas de trazo continuo representadas en la figura 73.

Este cálculo ha permitido mostrar que la frecuencia de orden más bajo (resonancia principal) es la única afectada por el material de las paredes, o electrodos, a través de  $\epsilon_{ef}$ . Esto sugiere que una gran fracción de la energía de oscilación en las resonancias secundarias está confinada en el interior del plasma.

Este modelo difiere de otros, elaborados con el mismo fin, en el tipo de variación radial que se considera para la densidad electrónica. La variación  $n(r)$  aquí considerada es la obtenida en (108) y como se ve en la figura 73, conduce a un buen acuerdo con los resultados experimentales.

La repartición radial de la densidad electrónica, máxima en el centro y mínima en las proximidades de la pared, conduce a considerar que si  $\omega_{p0}$  es la frecuencia de plasma correspondiente al centro de la columna, se tiene evidentemente  $\omega_{p0} > \omega_p$ . Entonces, como se muestra en la figura 73, la resonancia principal satisface siempre la desigualdad  $\omega_0 < \omega_{p0}$ .

Las resonancias secundarias, por su parte, satisfacen una desigualdad análoga, salvo si su orden es muy elevado o la rela-

ción  $R/\bar{\lambda}_D$  muy pequeña. Puede concluirse que las oscilaciones del plasma, correspondiente a las primeras resonancias, no pueden propagarse hasta el centro de la columna. Para cada una de ellas existe un radio crítico  $r_c$  para el cual se tiene:

$$\omega_p(r_c) = \omega_n \quad \text{IV.17}$$

Las oscilaciones de frecuencia  $\omega_n$  llegan al corte para  $r=r_c$  y en ese punto se reflejan. Las diversas resonancias corresponden pues a los modos estacionarios de la parte de plasma comprendida entre la pared exterior  $r=R$  y el radio crítico  $r_c$ , tanto más pequeño cuanto más elevado es el orden de la resonancia.

La frecuencia de resonancia de orden cero,  $\omega_0$ , para  $\lambda \gg R$  y  $R \gg \lambda_D$ , es proporcional a la frecuencia de plasma  $\bar{\omega}_p$ . Su valor es

$$\omega_0 = \frac{\bar{\omega}_p}{\sqrt{1+\epsilon_{ef}}} \quad \text{IV.18}$$

En el caso de nuestra columna de plasma, contenida en un tubo de vidrio de permitividad  $\epsilon_v$ , se tiene  $\omega_0 = \bar{\omega}_p / (\sqrt{1+\epsilon_v})$ .

La determinación experimental de esta frecuencia de resonancia es la base del método de diagnóstico, usado para la obtención de la densidad electrónica durante la postdescarga. Este método no posee limitaciones debidas al valor de la densidad electrónica  $n$ . Así, para una determinada posición  $z$ , a lo largo de la columna de plasma caracterizada por una densidad promedio  $\bar{n}(z,0)$  durante la descarga, le corresponde una frecuencia de resonancia principal  $\omega_0$ . Si en esta posición enviamos una señal de frecuencia  $\omega < \omega_0$ , aparecerá el máximo de resonancia cuando la densidad electrónica para un instante de la postdescarga  $t$ ,  $\bar{n}(z,t)$  y  $\omega$  satisfagan la condición de resonancia.

El tiempo  $t_1$  que tarda en aparecer la resonancia, se cuenta a

partir del fin del pulso creador ( $t=0$ ) y es el tiempo que tarda la densidad en disminuir al valor  $n(r, t_i)$  correspondiente a la frecuencia de excitación  $\omega_i$  de tal forma que se verifique la condición  $\omega_i = \bar{\omega}_p / (1 + \epsilon_v)^{1/2}$ .

#### IV.B.2 Dispositivo experimental

En la figura 75 se muestra el dispositivo experimental utilizado. Como en el apartado IV.A, el gas fue argon, de pureza N-55, contenido en un tubo de vidrio de 6 mm de diámetro interior y 9 mm de diámetro exterior.

La parte correspondiente a la generación del plasma es la misma que en la figura 54 y para la obtención de la resonancia se emplea un generador de microondas, capaz de funcionar entre 1 GHz y 4,2 GHz ( $\lambda \gg R$ ) con una potencia de salida de milivatios, cuya señal se envía sobre un circulador que la hace incidir sobre la columna de plasma mediante una antena de 1 mm de longitud. Esta se sitúa perpendicularmente al eje de la columna y muy próxima al tubo de vidrio. La señal reflejada por el plasma, recogida por esta misma antena, es enviada por el circulador a un detector cuya salida conectamos a un osciloscopio, sincronizado externamente con el pulso que modula la señal creadora del plasma. La duración de los pulsos de la onda, a 210 MHz, fue de 2  $\mu$ s y la separación entre los mismos de 400  $\mu$ s. En estas condiciones, según los valores obtenidos para la densidad, por el método de la fase, representados en las figuras 59 a 64, se tiene  $R \gg \bar{\lambda}_D$  con lo que la frecuencia correspondiente a la resonancia principal verifica la ecuación IV.18. Así calculamos el valor de la densidad electrónica durante todo el proceso de extinción del plasma.

Cuando enviamos una onda de frecuencia  $\omega_0$  sobre el plasma se observa, en la pantalla del osciloscopio, una resonancia princi

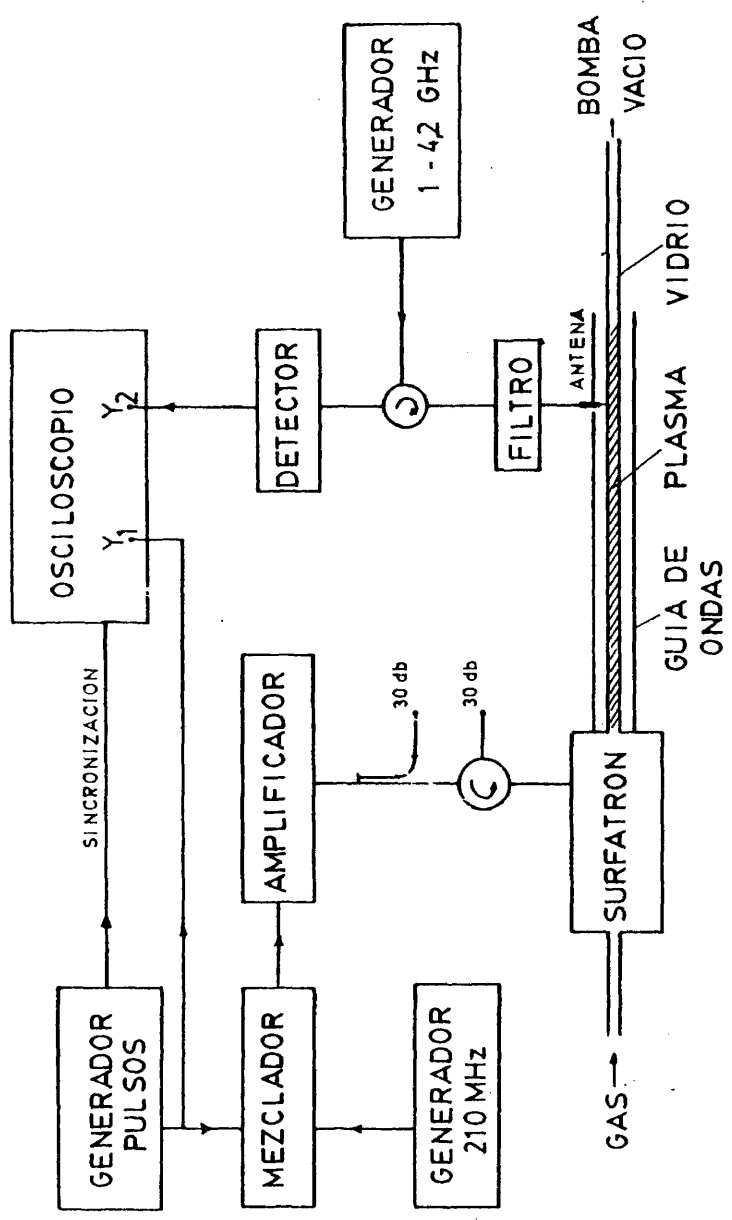


Figura 75. Dispositivo experimental utilizado para la diagnosis en la postdescarga.

pal (P) seguida de las resonancias secundarias ( $S_1, S_2, S_3 \dots$ ). Ello se ilustra en la figura 76.

El tiempo  $t$  en que se produce la resonancia principal es medido en el osciloscopio, como muestra la figura 76. Variando la frecuencia de la señal de medida, obtendremos la resonancia principal en otro instante  $t_i$  para el cual calculamos la densidad, de este modo accedemos a la evolución de la densidad electrónica durante la postdescarga.

#### IV.B.3 Resultados experimentales

En las figuras 77 y 78 se ha representado el logaritmo neperiano de la densidad electrónica obtenida, en función del tiempo, para dos potencias distintas. Las medidas se realizan en la posición  $z$  situada a 13 cm del gap del Surfatrón. En cada figura se muestran los resultados correspondientes a varias presiones desde 20 mTorr a 500 mTorr. Como puede verse, la curva  $L_n = f(t)$  sólo se ajusta a una recta al cabo de 50  $\mu s$  de iniciarse la postdescarga. Este hecho corresponde a la presencia de varios modos de difusión, en los primeros instantes de la postdescarga, como indica la ecuación I.77. Una vez que desaparecen los modos de constantes de tiempo menores, queda una variación temporal de la densidad del tipo  $n \propto \exp(-\frac{D_a}{\Lambda^2} t)$ . Donde  $D_a$  es el coeficiente de difusión ambipolar que, como se mostró en la ecuación I.74, depende de la temperatura electrónica  $T_e$ .

Al cabo de 50  $\mu s$  los valores experimentales de la densidad se ajustan a una recta lo que indica que la variación es exponencial. El plasma está termalizado, la temperatura es constante y en consecuencia el coeficiente de difusión ambipolar también lo es. De la pendiente negativa de dichas rectas,  $\frac{1}{\tau}$ , puede obtenerse  $D_a$  a partir de la ecuación:

$$\frac{D_a}{\Lambda^2} = \frac{1}{\tau}$$

IV.19

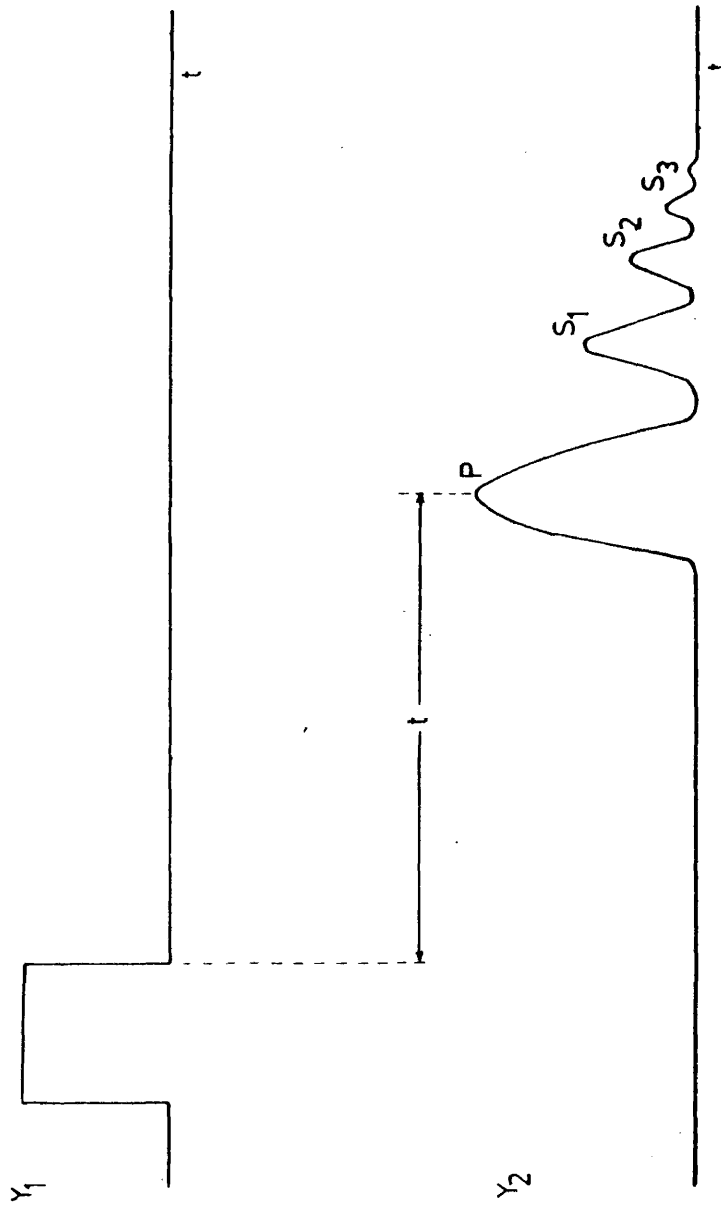


Figura 76. Señales  $Y_1$  e  $Y_2$  observadas en el osciloscopio.

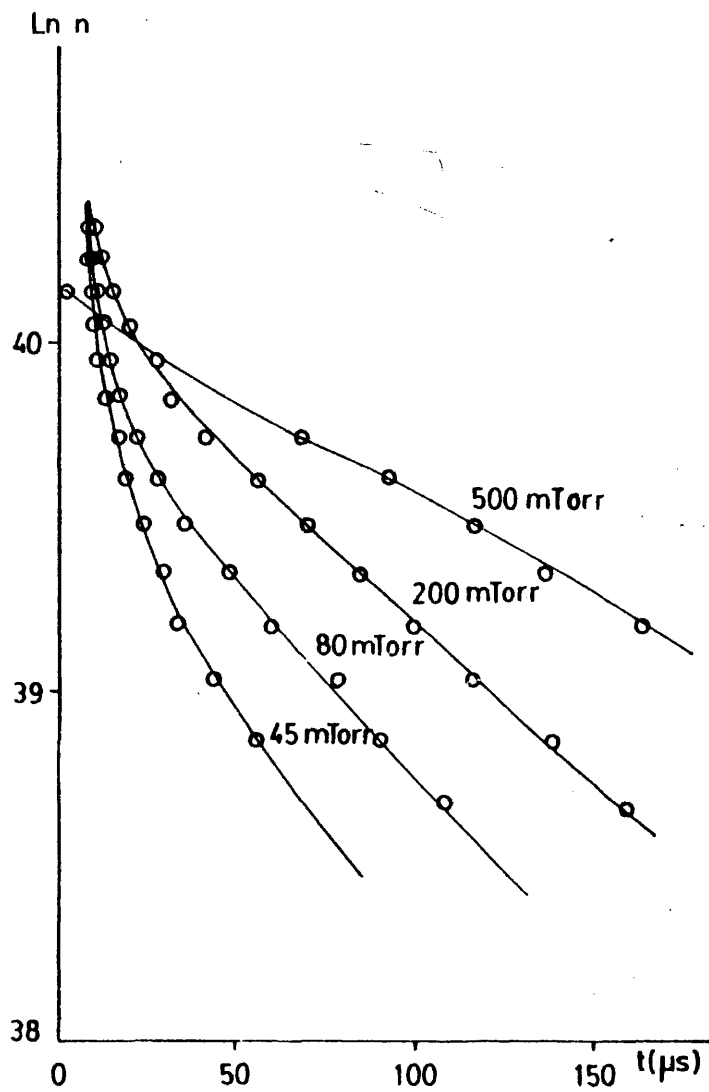


Figura 77. Evolución de la densidad de la postdescarga para una distancia  $z = 13$  cm del Gap del Surfatrón. La descarga fue creada con una potencia de 88 vatios.

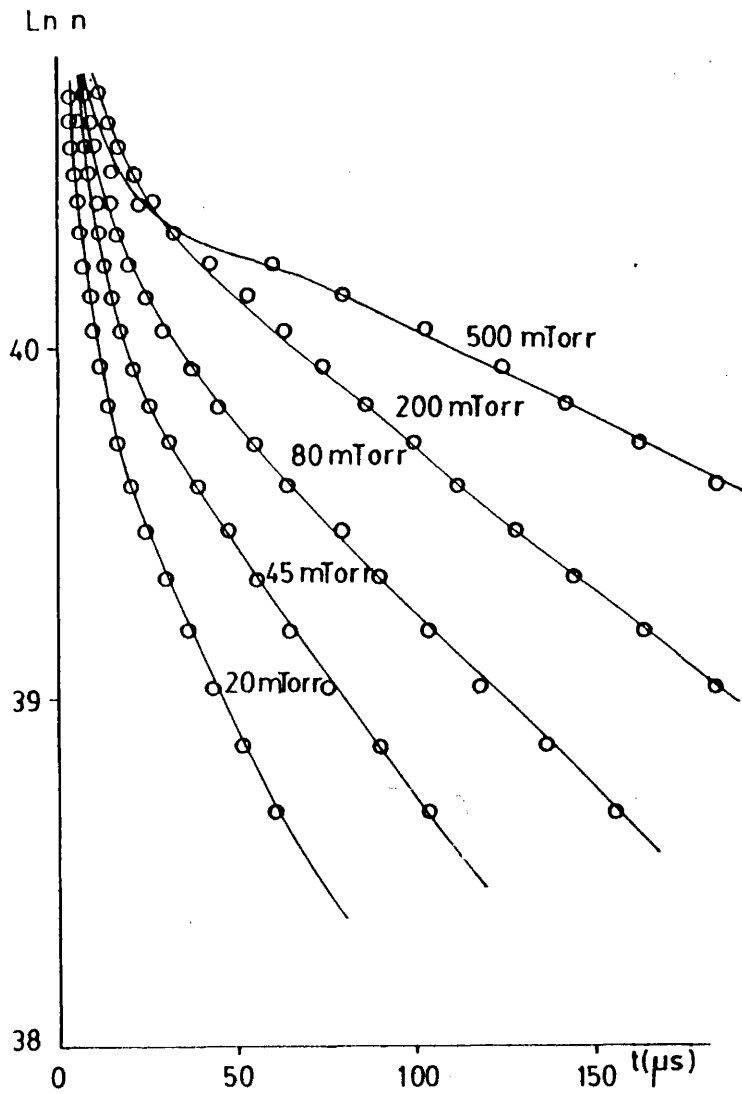


Figura 78. Evolución de la densidad en la postdescarga para una distancia  $z = 13$  cm. La descarga fue creada por una potencia de 106 vatios.

El cálculo del valor  $D_a \cdot p$ , a partir de las gráficas obtenidas y la comparación con los existentes en la bibliografía (109) nos permite concluir que la temperatura electrónica correspondiente es de  $300^\circ\text{K}$ , lo que indica que al cabo de  $50 \mu\text{s}$  los componentes del plasma: átomos neutros, iones y electrones, se encuentran termalizados.

En las figuras 77 a 80 puede verse que una vez alcanzada la termalización del plasma, la densidad electrónica sigue decreciendo, lo que indica que el tiempo de termalización es mucho menor que el de extinción.

Las figuras 79 y 80 representan los resultados experimentales de  $\ln n$  en función del tiempo, para una potencia fija, a  $80 \text{ mTorr}$  de presión y  $200 \text{ mTorr}$  respectivamente, en distintas posiciones  $z$  a lo largo de la columna. Puede observarse que la evolución temporal de la densidad electrónica es similar en todas ellas. El cálculo de la pendiente en cada recta ha mostrado una ligera variación a lo largo de  $z$ , en el coeficiente de difusión  $D_a$ , como se ilustra en la figura 81. Esta variación puede explicarse por la de la temperatura local del tubo, mayor en las proximidades del gap del Surfatrón, que es donde se acopla la energía, que al final del tubo. Esto hace que el valor del coeficiente de difusión ambipolar  $D_a$ , para el plasma termalizado ( $T_e = T_i = T_{\text{ambiente}}$ ) varíe con la distancia  $z$  ya que su expresión es:

$$D_a = \frac{2KT_{\text{amb.}}}{e} \mu_i \quad \text{IV.20}$$

Es interesante destacar que para tiempos muy próximos al comienzo de la extinción del plasma las gráficas 79 y 80 presentan un comportamiento asintótico análogo, hecho que parece confirmar el que la temperatura electrónica sea la misma a lo largo de la columna durante la descarga, verificándose pues la hipóte-

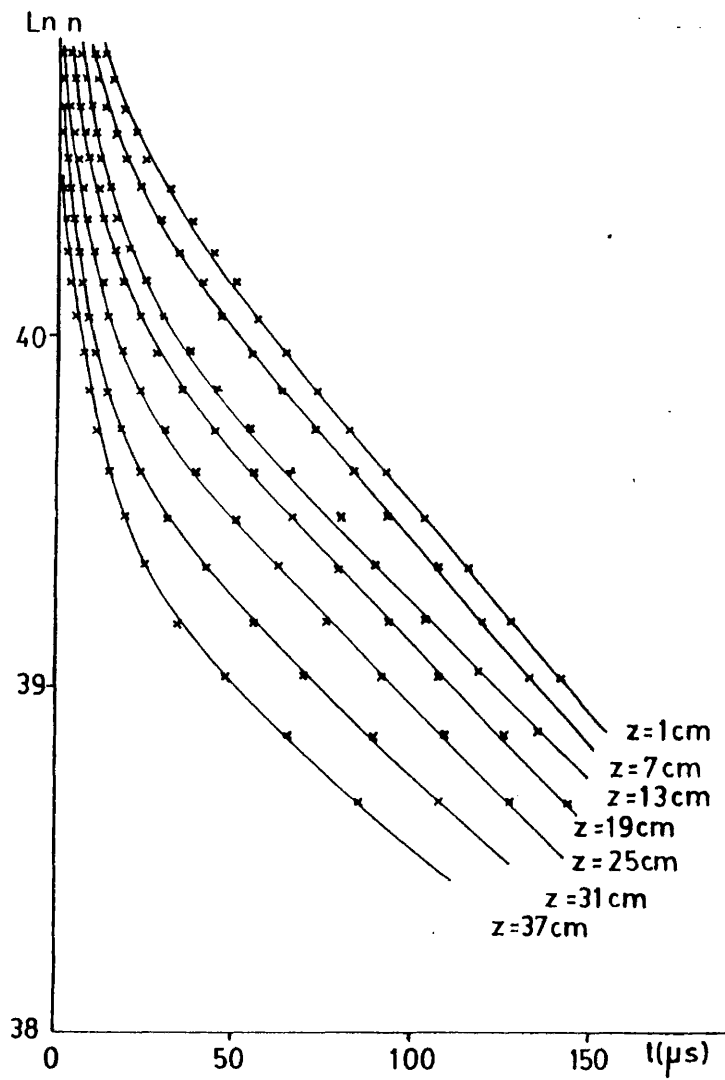


Figura 79. Evolución de la densidad en la postdescarga para distintas posiciones  $z$ . Se creó la descarga a 80 mTorr con 106 vatios.

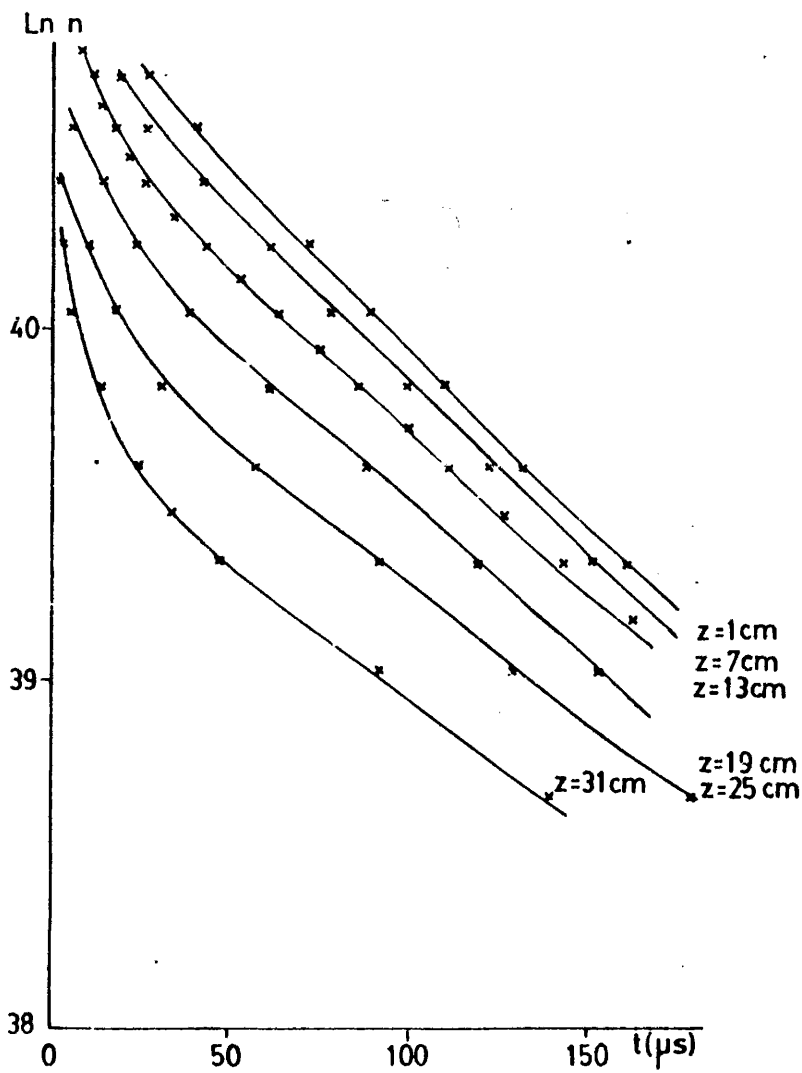


Figura 80. Evolución de la densidad en la postdescarga para distintas posiciones  $z$ . La descarga se creó a 200 mTorr con 106 vatios.

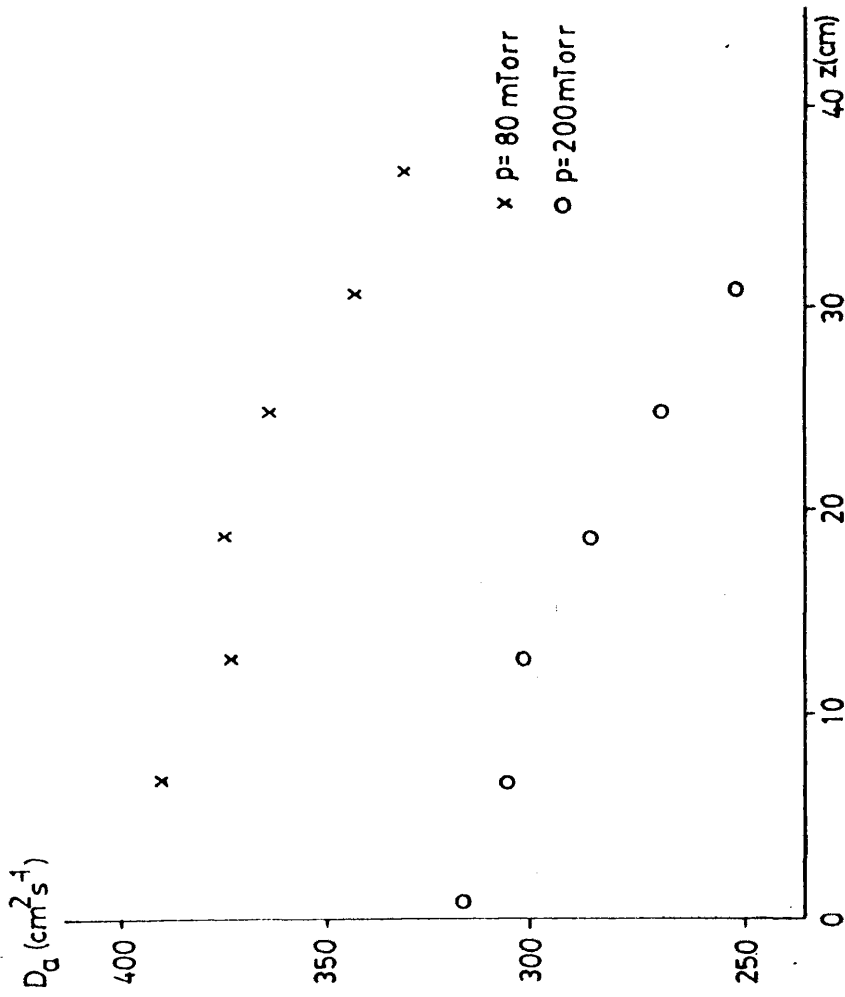


Figura 81. Variación del coeficiente de difusión ambipolar a lo largo de la columna.

sis hecha (25), para el caso de funcionamiento continuo. Esto pone de manifiesto que con pulsos de  $2 \mu s$ , con los que según se vió en IV.A.2 el plasma aún no ha alcanzado la distribución de la densidad estable, si se ha llegado a una distribución de la temperatura  $T_e$  estable, siendo por tanto el proceso de evolución de la temperatura más rápido que el de la densidad. Un comportamiento análogo es el que acontece en la postdescarga, puesto que la termalización es más rápida que la desintegración.

El método puesto a punto posee una alta resolución espacial y temporal no existiendo limitaciones intrínsecas al valor de la densidad electrónica, como ocurría en el método de la fase.

#### IV.C ESTUDIO DE LA INTENSIDAD LUMINOSA CORRESPONDIENTE A LOS NIVELES DE EXCITACION DEL ArI Y DEL ArII.

Las medidas espectroscópicas (110), efectuadas en plasmas creados por onda de superficie en régimen estacionario, han permitido obtener información sobre los mecanismos de excitación que intervienen en los mismos.

La obtención de la intensidad luminosa de las rayas de excitación del argón a lo largo de la columna, ha mostrado una variación análoga con  $z$ , para todas las rayas correspondientes al ArI.

Para ello los autores produjeron una descarga mediante Surfaguía, en tubo cilíndrico de cuarzo en el que se propaga la onda creadora de la descarga, a 2,45 GHz. El diámetro interno de los tubos utilizados fue desde 0,2 cm hasta 0,5 cm y la presión de trabajo de 0,1 Torr a 10 Torr. La densidad electrónica se obtuvo por el método interferométrico de obtención de la fase (48) y el campo eléctrico  $E_z$ , en la superficie plasma-dieléctrico, fue evaluado según el modelo teórico descrito en II.C.3 para este tipo de descargas. Con ello se obtuvo la relación entre la

intensidad de la raya y los parámetros, densidad y campo eléctrico, en la descarga:

$$I_{\lambda_{\text{ArI}}}(z) = \alpha_1 \cdot n(z) \cdot E_z^2(z) \quad \text{IV.21}$$

donde  $\alpha_1$  es una constante que depende de la presión para un tubo dado. Este resultado es coherente con el hecho de que las frecuencias de excitación del ArI varían como  $E^2$ .

Para las rayas correspondientes a los niveles de excitación del  $\text{Ar}^+$ , o ArII, como se emplea en la bibliografía, se ha encontrado, también, una misma variación a lo largo de  $z$  en todas ellas y la ley obtenida entre la intensidad luminosa, la densidad electrónica y el campo eléctrico en el plasma es:

$$I_{\lambda_{\text{ArII}}}(z) = \alpha_2 \cdot n^3(z) \cdot E_z^2(z) \quad \text{IV.22}$$

donde  $\alpha_2$  es la nueva constante de proporcionalidad. Esta dependencia de la densidad electrónica fue observada ya en una columna positiva (111) y de ella se concluyó que el mecanismo por el que se pueblan los niveles de excitación del ArII es debido a las colisiones de electrones con metastables cuyos niveles no están saturados (112).

Si efectuamos el cociente entre las intensidades de las rayas tendremos:

$$\frac{I_{\lambda_{\text{ArII}}}(z)}{I_{\lambda_{\text{ArI}}}(z)} \propto n^2(z) \quad \text{IV.23}$$

de donde:

$$\sqrt{\frac{I_{\lambda_{\text{ArII}}}(z)}{I_{\lambda_{\text{ArI}}}(z)}} \propto n(z) \quad \text{IV.24}$$

La raíz cuadrada del cociente de las intensidades luminosas en cualquier punto  $z$  de la columna es pues proporcional al valor de la densidad electrónica en dicho punto.

Si suponemos que el mecanismo de población de los niveles es el mismo en régimen pulsado que en el caso estacionario, tendríamos al efectuar la raíz del cociente de las intensidades, en distintos instantes a partir de la aplicación del pulso, la evolución temporal de la densidad electrónica. A continuación se estudiará la evolución temporal de la intensidad luminosa para dos longitudes de onda correspondientes a los niveles de excitación del ArI y del ArII respectivamente.

#### IV.C.1 Dispositivo experimental

Las rayas observadas han sido la de longitud de onda  $\lambda = 4159 \text{ \AA}$ , para el ArI, y la correspondiente a la longitud de onda  $\lambda = 4348 \text{ \AA}$ , para el ArII.

El montaje efectuado se muestra, en esquema, en la figura 82. Para la producción del plasma se utilizó, en esta ocasión, el generador Epsco-PG5KB, que permite obtener potencias del orden de KW dentro del pulso, en modulación interna.

Como en los montajes anteriores el circulador, colocado entre el generador y el Surfatrón, impide la vuelta de la potencia reflejada hacia el generador. La potencia incidente recogida mediante el acoplador direccional, situado entre generador y circulador, y la reflejada son medidas en el Watímetro, pudiéndose verificar un acoplo de la potencia incidente del 80%.

La señal luminosa es recogida mediante fibra óptica. Esta se coloca, en un orificio del blindaje de latón, perpendicular al tubo de descarga y permite enviar la señal luminosa a la

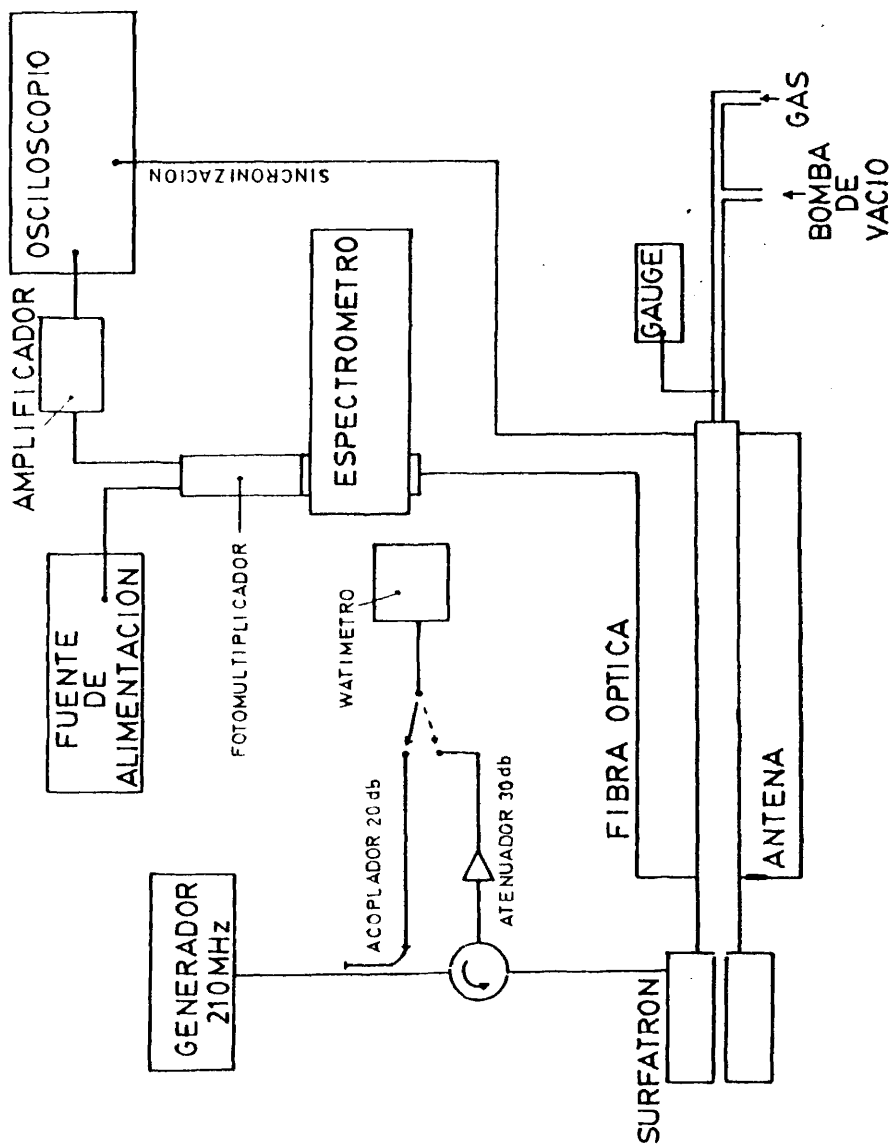


Figura 82. Dispositivo experimental empleado para las medidas espectroscópicas.

rendija de entrada del monocromador Jobin-Yvon, HR 1000. La señal que se obtiene a la salida del mismo corresponde a la longitud de onda seleccionada y se envía al fotomultiplicador RTC, X-P2020 cuya sensibilidad máxima está entre 4000 Å y 6000 Å. Los cálculos sobre la resolución de una red de difracción se realizan siempre considerando una fuente luminosa en forma de rendija infinitamente estrecha. Cualquier perturbación de esta hipótesis disminuye la resolución, asimismo la rendija de salida del monocromador ha de ser lo más estrecha posible, ya que es ella la que selecciona la banda de longitudes de onda a detectar, una vez dispersada la luz por la red de difracción. La anchura de las rendijas de entrada y salida fue en nuestro caso de  $10^{-2}$  cm, siendo éste el mínimo valor que permite por una parte distinguir las rayas  $\lambda = 4159 \text{ Å}$  y  $\lambda = 4348 \text{ Å}$  de sus vecinas más próximas en el espectro y por otra recibir una cantidad de luz suficiente para que sea detectada por el fotomultiplicador.

La señal luminosa, de la longitud de onda seleccionada, es enviada al osciloscopio Tektronix, 5441, cuya sincronización se lleva a cabo mediante la señal recogida por la antena, a través de un orificio del blindaje, situado en la misma posición z que la fibra óptica. Obtenemos así en el osciloscopio la evolución temporal de la intensidad luminosa. La posición z en la que se recoge la señal está situada a 5 cm del gap del Surfatrón.

El tubo de vidrio en el que se produjo la descarga tiene un diámetro interior de 3 mm y uno exterior de 8 mm y se encuentra rodeado por el blindaje de latón. El sistema de vacío y de medida de la presión es el mismo que en los montajes anteriores.

#### IV.C.2 Resultados experimentales

Las fotos obtenidas en el osciloscopio, para las señales luminosas correspondientes a las longitudes de onda seleccionadas muestran una variación temporal de las mismas como se ilus-

tra en la lámina 2.

El máximo de intensidad luminosa se alcanza más rápidamente en el ArI que en el ArII. Las fotos que se muestran corresponden a una descarga producida a 800 mTorr de presión y una potencia de 420 watios. En ella puede verse que al cabo de 2  $\mu$ s la intensidad luminosa tiende a estabilizarse. Esta estabilización se ha observado también (113) en una descarga pulsada de argon, producida con electrodos.

La obtención de la intensidad luminosa de las rayas se ha realizado en descargas a 400 mTorr, 600 mTorr, 800 mTorr, 1 Torr y 1,5 Torr. El cociente de las intensidades luminosas de ambas rayas está representado en la figura 83, para instantes sucesivos desde la aplicación del pulso de la onda creadora. Como se ve el máximo en la densidad electrónica se alcanza en un tiempo del orden de 200 ns. Esto quiere decir que la densidad es mucho más lenta, en su evolución temporal, que la onda de superficie pues para condiciones idénticas de presión y potencia, el tiempo de subida de la onda, figura 41, era del orden de 40 ns.

La influencia de la potencia en la evolución de la densidad electrónica se ilustra en la figura 84 donde puede verse que el máximo valor del cociente entre las intensidades luminosas, se alcanza antes a medida que aumentamos la potencia.

En el caso en que, debido a la potencia reflejada presente en la descarga en régimen pulsado, la intensidad luminosa correspondiente a la raya de ArII fuese proporcional a  $n^2$ , en vez de  $n^3$  como en IV.22, el cociente entre las intensidades de ambas rayas sería proporcional a  $n$ , en vez de a  $n^2$ . En cualquier caso la afirmación concerniente al tiempo necesario para alcanzar el máximo valor de la densidad seguiría siendo válida.

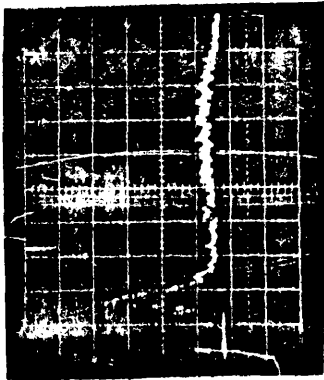
$\lambda = 4159 \text{ \AA}$



20 mV/cm

500 ns/cm

$\lambda = 4348 \text{ \AA}$



20 mV/cm

500 ns/cm

Lámina 2. Evolución temporal de la intensidad luminosa de las rayas correspondientes al ArI y al ArII.

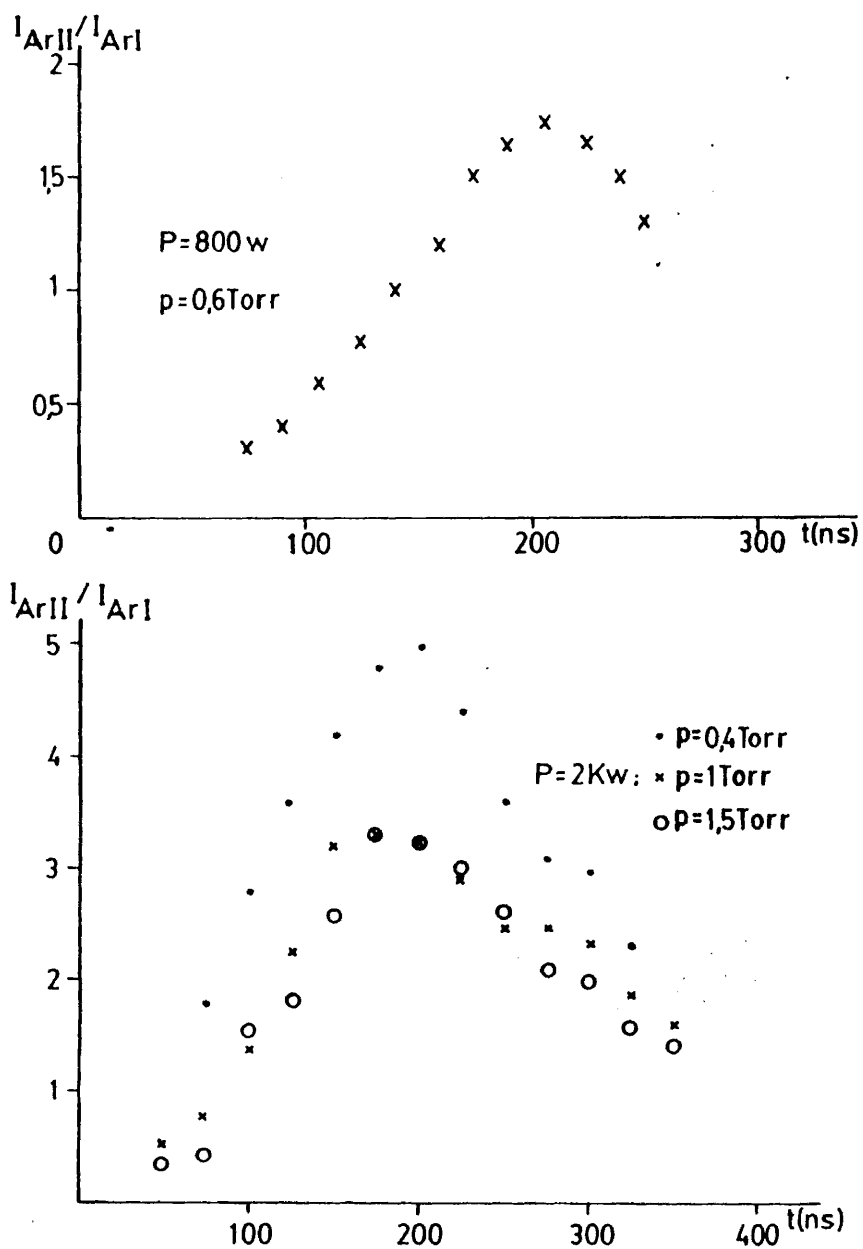


Figura 83. Evolución temporal del cociente de las intensidades luminosas. Parámetro: la presión del gas.

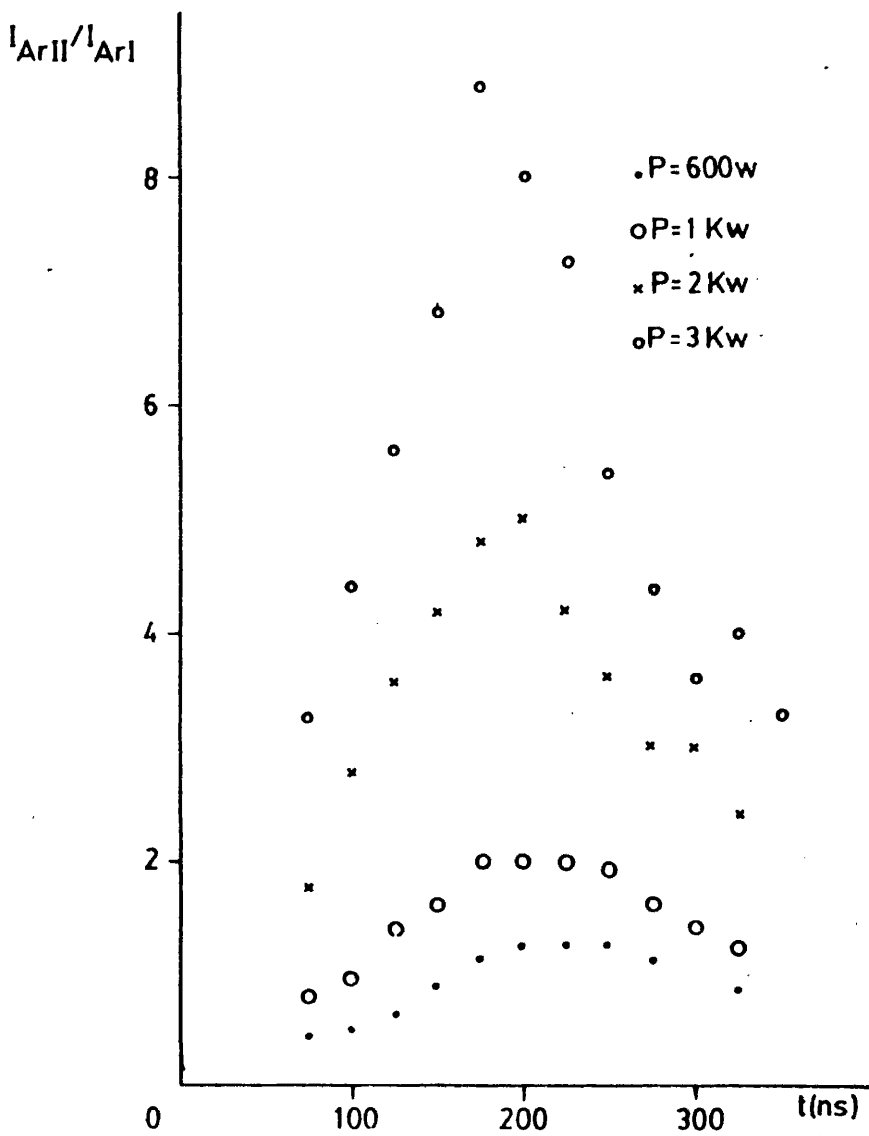


Figura 84. Evolución temporal del cociente de las intensidades luminosas en una descarga a 400 mTorr. Parámetro: la potencia.

Podemos concluir pues que el aumento de la densidad electrónica es unas 5 veces más lento que el establecimiento de la onda h.f. y depende, como éste, de las condiciones de presión y potencia.

Notemos que este estudio espectroscópico no ha pretendido la obtención de valores absolutos de la densidad electrónica, que sólo es posible si se posee un método, como en (110), para determinar las constantes de proporcionalidad en las ecuaciones IV.21 y IV.22, sino la descripción cualitativa del proceso de crecimiento de la densidad electrónica en los primeros instantes de la aplicación del pulso, en los que su rápida variación hace muy difícil la puesta a punto de un método de diagnóstico apropiado.

La obtención de la densidad electrónica desde el mismo instante en que se aplica la potencia de la onda de superficie, permitiría profundizar, aun más, en los mecanismos de ionización y excitación que originan la descarga y en esta dirección deben apuntar las futuras tareas de investigación que se realicen en este campo.

### CONCLUSIONES

En la presente Memoria, tras introducirse las descargas microondas y dar una visión general de los problemas implicados en su estudio, se procede al análisis de los procesos transitorios en las descargas creadas por onda de superficie. En este sentido, las aportaciones llevadas a cabo pueden desglosarse como sigue:

#### A) Estudio de la relación onda de superficie-plasma:

El estudio teórico de la propagación de una onda de superficie en el plasma creado por ella misma, permite relacionar la densidad electrónica presente en el plasma con la longitud de onda, a través de la curva de fase. Así se ha obtenido la curva de fase correspondiente a la frecuencia de excitación y estructura que emplearemos en la producción de la descarga. Este cálculo permitirá obtener la densidad electrónica de la columna de plasma a partir de las medidas de la longitud de onda, en la misma.

Por otra parte se ha estudiado el modelo teórico que predice la distribución longitudinal de la densidad en régimen estacionario, realizándose también el cálculo que corresponde a nuestro caso concreto y que servirá de punto de referencia, al compararlo con la distribución de la densidad durante la creación.

#### B) Estudio experimental y teórico del avance del frente de ionización:

La puesta a punto del dispositivo que permite la generación de este tipo de plasmas, en régimen pulsado, ha hecho posible la observación del avance del frente de la onda, junto con el frente de ionización, a lo largo de la columna de gas. Este se

ha puesto de manifiesto en el retraso temporal existente entre las señales luminosas que provienen de dos posiciones distintas a lo largo de la columna.

Se ha realizado el estudio sistemático de este avance a través de las medidas del tiempo de subida de la onda  $\tau_{hf}$  y de la velocidad del frente de ionización  $v_f$ .

Los resultados del tiempo de subida  $\tau_{hf}$ , en función de la presión del gas, han mostrado, para todas las potencias empleadas, un decrecimiento del mismo cuando descendemos en presión desde 10 Torr, hasta llegar a un valor mínimo de  $\tau_{hf}$ , situado a 150 mTorr en argon y a 500 mTorr en helio. A partir de dicho mínimo el tiempo de subida aumenta si continuamos descendiendo en presión hasta 25 mTorr.

Este comportamiento se ha justificado como debido al cambio de régimen colisional a no colisional. Es decir, el paso de presiones para las que el valor del recorrido libre medio  $l$  de los electrones es menor que el radio del tubo  $R$  a presiones en las que sucede al revés. Se ha comprobado que esto es así mediante el cálculo de  $l$  para ambos gases, a las presiones de trabajo. A la presión correspondiente al mínimo de  $\tau_{hf}$  se tiene  $l$  del orden del radio del tubo  $R$ .

Las medidas de  $v_f$  en el mismo rango de presiones, han mostrado una variación inversa a la del  $\tau_{hf}$  en función de la presión. Así, hay un aumento de  $v_f$  al descender la presión desde 10 Torr, hasta llegar a un valor máximo de  $v_f$  situado a la misma presión que el mínimo de  $\tau_{hf}$ , en ambos gases. Al continuar descendiendo la presión, la velocidad  $v_f$  disminuye. Este comportamiento es pues coherente con la justificación del cambio de régimen dada anteriormente.

Para una presión fija, se ha observado una variación de  $v_f$

proporcional a la potencia de la onda, en el rango de presiones que integran el régimen colisional y un decrecimiento de  $v_f$  a lo largo de la columna análogo al de la potencia de la onda. Ello significa que es la condición de existencia de la onda la que limita el valor de la velocidad del frente de ionización. Una vez establecida la onda, el aumento en potencia da lugar a un aumento proporcional en la velocidad  $v_f$ .

La modelización del avance del frente se realiza considerando la existencia de un fuerte gradiente espacial de la densidad electrónica. Este se produce en la frontera plasma-gas neutro, y da lugar a un gradiente del campo eléctrico en la dirección  $z$ . Los electrones presentes en este punto están sometidos a una fuerza proporcional a dicho gradiente que viene dada por:

$$f = - \frac{e^2}{4m\omega^2} \cdot \frac{dE^2}{dz}$$

La velocidad  $v_e$  que adquieren los electrones sometidos a la acción de esta fuerza, durante el tiempo  $t$  que transcurre entre dos colisiones es:

$$v_e = - \frac{e^2}{4m^2\omega^2} \cdot \frac{dE^2}{dz} \cdot t$$

El cálculo de  $v_e$  para las condiciones de presión y potencia, en que se midió  $v_f$ , ha permitido comprobar que los valores de  $v_e$  corresponden a los de la velocidad  $v_f$ , para el régimen colisional. La expresión de la fuerza, proporcional al gradiente del campo eléctrico, que actúa sobre los electrones, permite pues explicar el avance del frente de ionización para este régimen. Para las presiones correspondientes al régimen no colisional los electrones, antes de adquirir la velocidad suficiente en la dirección  $z$ , se pierden hacia las paredes y el avance se hace más lento.

C) Evolución de la densidad electrónica e intensidad luminosa durante la creación y extinción del plasma:

A partir de la curva de fase de la onda, ha podido obtenerse la densidad electrónica a lo largo de la columna de plasma, en instantes sucesivos a partir de los 2  $\mu$ s de aplicar el pulso de potencia h.f. Así, se ha observado una evolución de la densidad, que tras pasar por un valor máximo tiende a estabilizarse. La observación de la señal luminosa, emitida por la descarga también en instantes sucesivos desde la aplicación del pulso, ha permitido concluir que la estabilización se extiende a toda la columna en un tiempo  $t_c$ . El valor de  $t_c$  depende de las condiciones de presión y potencia y en nuestro caso, con presiones de 100 mTorr a 1 Torr y potencias de unas centenas de vatios, los valores de  $t_c$  estuvieron siempre entre 20  $\mu$ s y 30  $\mu$ s.

Para instantes anteriores a  $t_c$ , la columna de plasma se estabiliza sólo en su parte más lejana al frente de ionización, mientras en las más próximas se producen reflexiones de potencia, que dan lugar a oscilaciones de la densidad. A medida que transcurre el tiempo, el frente de ionización avanza y la porción de plasma estabilizado es mayor. El proceso culmina en el instante  $t_c$  en que el frente de ionización se detiene, al haber alcanzado la posición  $z$  en que la densidad electrónica presente en el plasma es igual a la densidad crítica de la onda  $n_c$ . A partir de ese momento, la potencia es totalmente absorbida al extremo del plasma ( $n=n_c$ ) y la distribución longitudinal de la densidad se hace estable. Los valores de la densidad a lo largo de la columna se ajustan entonces con los obtenidos por el cálculo teórico del modelo de Glaude et al. (78) que corresponde al régimen estacionario. La longitud del plasma es lógicamente la definitiva, y no aumentará ya al incrementarse la duración del pulso de potencia.

El análisis de la evolución temporal de la densidad para ins

tantes anteriores a 2  $\mu$ s, ha sido posible mediante las medidas de la intensidad de la raya del ArI de  $\lambda = 4159 \text{ \AA}$  y la de  $\lambda = 4348 \text{ \AA}$  del ArII. Así se ha comprobado, que la evolución de la densidad electrónica hasta su valor máximo es 5 veces más lenta que la de la onda h.f. caracterizada por  $\tau_{hf}$ .

La evolución de la densidad electrónica durante la postdescarga ha completado el estudio de los procesos transitorios en estas descargas. El método de diagnóstico está basado en la determinación de las resonancias de Tonks-Dattner de una onda electromagnética, para instantes posteriores a la desaparición del pulso de potencia. De este modo ha podido observarse que, al cabo de 50  $\mu$ s desde el cese de potencia, se ha alcanzado la termalización de los electrones. Ello da lugar a un decrecimiento exponencial de la densidad electrónica en función del tiempo. De igual modo, se ha comprobado que el valor obtenido para el coeficiente de difusión ambipolar a partir de las rectas que representan el logaritmo neperiano de la densidad en función de  $t$ , corresponde a los valores de la bibliografía en los que la temperatura es de 300°K. Temperatura que corresponde a la termalización.

Con todo ello se ha realizado un avance en la comprensión de los fenómenos integrantes del proceso de creación de la descarga, así como de las características de su desintegración.

Para un mejor conocimiento de los fenómenos que concurren en la generación de estas descargas será muy interesante la obtención de la densidad electrónica en las primeras decenas de nanosegundos desde la aplicación del pulso, así como la modelización del avance del frente de ionización para las presiones correspondientes al régimen no colisional. Es pues en esta dirección en la que deberán apuntar las futuras investigaciones que se realicen en este campo.

BIBLIOGRAFIA

1. F.W.CRAWFORD. Proc. IEEE, 59 (1971) 4.
2. M.N. HIRSH, H.J. OSKAM. "Gaseous Electronics". Vol. I, Academic Press, Inc. 1978.
3. A.D. MACDONALD and S.J. TETENBAUM. "High Frequency and Microwave Discharges", Academic Press, Inc. 1979.
4. J.L. DELCROIX. "Physique des Plasmas". Tome 2, Dunod, Paris, 1966.
5. A.D. MACDONALD. "Microwave breakdown in gases", John Wiley, 1966.
6. V.COLOMER. "Aplicaciones de los plasmas". U.Menéndez Pelayo, 1980.
7. S.C. BROWN. "Basic data of plasma physics", Tech. Press. Wiley, 1959.
8. A.D. MACDONALD and S.C. BROWN. Phys. Rev. 75 (1949) 411.
9. A.D. MADONALD and S.C. BROWN. Phys. Rev. 76 (1949) 1634.
10. J.L. DELCROIX. "Physique des Plasmas". Tome 1, Dunod, Paris, 1966.
11. N.A. KRALL and A.W.TRIVELPIECE. "Principles of Plasma Physics", McGraw-Hill Book Company, 1973.
12. F.H. REDER and S.C. BROWN. Phys. Rev. 95 (1954) 885.
13. H. MARGENAU. Phys. Rev. 69, (1946) 508.
14. E.H.KENNARD. "Kinetic Theory of Gases", McGraw-Hill, New York, 1938.
15. D.J. ROSE and S.C. BROWN. Phys. Rev. 98 (1955) 310.
16. W.P. ALLIS et al. Phys. Rev. 84 (1951) 519.
17. S.KRASIK et al. Phys. Rev. 76 (1949) 722.
18. J.J. THOMSON and G.P. THOMSON. "Conduction of Electricity through Gases", Dover Publications, Inc. New York, 1969.
19. ASMUSSEN et al. Proc. IEEE, 62 (1974) 109.
20. P.LEPRINCE et al. J. Phys. 34 (1973) 185.
21. J.L. DELCROIX et al. "Plasma waves in Space and Laboratory", University Press. Edimburgh, 1969 .

22. P.LEPRINCE. Phys. Lett. 26A (1968) 431.
23. A.M. MESSIAEN and P.E. VANDENPLAS. Appl. Phys. Lett:18 (1971) 63.
24. B.Z. KAMPMANN. Naturforsch, 34a (1979) 423.
25. GLAUDE et al. J. Appl. Phys. 51 (1980) 5693.
26. A.I. MAKSIMOV. Sov. Phys. Tech. Phys. 18 (1974) 1206.
27. I.T. SHKAROFKY, T.W. JOHNSTON and M.P. BACHYNSKI. "The particle kinetics of Plasmas", Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1966.
28. M.S. SADHA and P.K. KAW. Adv. Electron. Electron Phys. 27 (1969) 187.
29. M.VENOHARA et al. Proc. IRE 45 (1957) 1419.
30. S.J. TETENBAUM et al. Phys. Rev. 135 (1964) A 374.
31. FEHSENFELD et al. Rev. Sci. Instrum. 36 (1965) 294.
32. K.W. BUSCH and T.J. VICKERS. Spectrochim. Acta 28B, (1973) 85.
33. MANSFIELD et al. Spectrochim. Acta 23B (1968) 389.
34. BOSISIO et al. J.Microwave Power 7 (1972) 325.
35. P.G. WILKINSON et al. J.Opt. Soc. Am. 45 (1955) 1044.
36. S.K. WONG. Tech. Note CAN No 225 (1980).
37. S.F. PAIK and J.E. CREEDON. Proc. IEEE 56 (1968) 2086.
38. D.T. TUMA. Rev. Sci. Instrum. 41 (1970) 1519.
39. L. BERTRAND et al. J. Appl. Phys. 48 (1977) 224.
40. K.G. HANDY and J.E. BRANDELIK. J. Appl. Phys. 49 (1978) 3753.
41. Y. A. MULLER. Radioel. and Comun. Syst. 22 (1979) 55.
42. K.G. HENRY et al. J. Appl. Phys. 49 (1978) 3753.
43. R.MAVRODINEANU and R.C. HUGHES. Spectrochim. Acta 19 (1963) 1309.
44. J.DAHMEN. ICP Inf. Newsletter 6, 11 (1981) 576.
45. S.BERNABEI et al. Appl. Phys. Lett. 22 (1973) 85.
46. F.H. STIX. "The Theory of Plasma Waves", McGraw-Hill, New York, 1962.
47. M.MOISAN et al. Rev. de Phys. Appl. 15 (1980) 1383.
48. M.CHAKER. Tesis Doctoral, Orsay, 1981.

49. R.N. CARLILE. J. Appl. Phys. 35 (1964) 1384.
50. W. P. ALLIS, S.J. BUCHSBAUM and A.BERS. "Waves in Anisotropic Plasmas", The M. I. T. Press. 1963.
51. A.SHIVAROVA et al. J. Phys. D. 3 (1975) 383.
52. A.W. TRIVELPIECE and R.W. GOULD. J. Appl. Phys. 30 (1959) 1784.
53. A.W. TRIVELPIECE. "Slow-Wave Propagation in Plasma Wave Guides". San Francisco Press, Inc. 1967.
54. L.D.SMULLIN and P. CHORNEY. "Electron-Stimulated Ion Oscillators". M. I. T. (Research Laboratory for Electronics), QPR-No, 47, October 1957.
55. Z.ZAKREWSKI et al. Plasma Phys. 19 (1977) 77.
56. D. QUEMADA. "Ondes dans les plasmas", Hermann Paris. Collection Methodes, 1968.
57. P.LEPRINCE. Tesis, Orsay, 1966.
58. NGHIEM. Tesis, Orsay, 1981.
59. B.KAMPMANN. Z. Naturforsch, 32a (1977) 935.
60. P.NGIEM et al. Communication a la Conference: "On Surface Waves in Plasmas", Blageovgrad (Sept. 1981).
61. P.LEPRINCE and J.MAREC. J. Physique 42 (1981) 1421.
62. P.LEPRINCE et J. MAREC. Rapport interne L.P. 182, Lab. Phys. Plasmas, Orsay, 1980.
63. M. MOISAN et al. 1977a United States Patent No. 4049940.
64. D.T. TUMA. Rev. Sci. Instrum. 41 (1970) 1519.
65. E. BLOYET et al. J. Phys. 34 (1973) 185.
66. M. MOISAN et al. IEEE Trans. Plasma Sci. PS-3(1975) 55.
67. M.MOISAN et al. "J. Phys. D. Appl. Phys. 12 (1979)
68. M. MOISAN et al. 4th Int. Conf. on Gas Discharges (Swansea, UK, Sept. 1976.
69. G. LISITANO et al. Appl. Phys. Lett. 16 (1970) 122.
70. J.M. GAGNE et al. J.Opt. Soc. Am. 65 (1975) 876.
71. E. BLOYET et al. Conf. of Soc. Fr. de Phys. Toulouse, 1979.
72. M.POUHEY et al. VI th Int. Conf. on Vacuum Ultraviolet Rad. Phys. Charlottesville USA. III, 65, 1980.

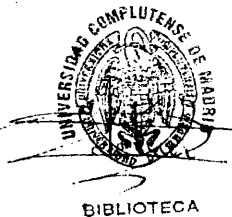
73. Z.ZAKRZEWSKI et al. Plasma Phys. 19 (1977) 77.
74. A.M. MESSIAEN and P.E. VANDENPLAS. Physics. Fluids 12 (1969) 2406.
75. R.M. FREDERICKS and J.ASMUSSEN. Appl. Phys. Lett. 19 (1971) 508.
76. M. MOISAN. Plasma Phys. 16 (1974) 1.
77. P.NGHIEM et al. J. Appl. Phys. 53 (1982) 2920.
78. V.M.M. GLAUDE et al. J. Appl. Phys. 51 (1980) 5693.
79. M. CHAKER et al. Communication a la Conf.: "On surface waves in plasmas", Blageovgrad (Sept. 1981)
80. E. BADAREU, I.POPESCU. "Gaz Ionisés". Ed. Dunod, Paris, Ed. Meridiane, Bucarest, 1965.
81. H.RAETHER. "Electron Avalanches and Breakdown in Gases", Butterworth, London, 1964.
82. N.I. VINOKUROV et al. Sov. Phys. Tech. Phys. 22 (1977) 1457.
83. A. V. NEDOSPASOV et al. Sov. Phys. Tech. Phys. 5 (1961) 1261.
84. B.SLEDZIEWSKA. Tesis, Lyon, 1980.
85. A.P. ABRAMOV and I.P. MAZANKO. Sov. Phys. Tech. Phys. 25 (1980) 446.
86. G.W. BETHKE and A.D. RUESS. Physics of Fluids, 12 (1969) 822.
87. H.D. WEYMANN. Physics of Fluids 3 (1960) 545.
88. A. C. PIPKIN. Physics of Fluids 6 (1963) 1382.
89. L. WETZEL. Physics of Fluids 5 (1962) 824.
90. B.KAMPMANN. Z. Naturforsch. 34a (1979) 414.
91. A.G. BOEV and A.V. PROKOPOV. Sov. Phys. JETP, 42 (1976) 617.
92. A.G. BOEV. Sov. Phys. JETP, 50 (1979) 47.
93. H.A. H. BOOT et al. J. Electronics and Control 4 (1958) 434.
94. A.V. GAPONOV and M.A. MILLER. Sov. Phys. JETP, 7 (1958) 168.
95. R. KLIMA. Czech. J. Phys, B18 (1968) 1280.
96. R. KLIMA and V.A. PETRZILKA. Czech. J. Phys, B18 (1968) 1292.
97. H. WASHIMI and V.I. KARPMAN. Sov. Phys. JETP, 44 (1976) 528.
98. M. LLAMAS et al. Physics Letters, 83A (1981) 391.
99. L. TONKS. Phys. Rev. 37 (1931) 1458.
100. D. ROMELL. Nature 167 (1951) 243.

101. A.DATTNER. Ericsson Technics 8 (1963) 1.
102. A.M. MESSIAEN and P.E. VANDENPLAS. J. Nucl. En. Pt. C,4 (1962) 267.
103. J. V. PARKER et al. Phys. Fluids 7 (1964) 1489.
104. P.WEISGLASS. Phys. Rev. Letters 10 (1963) 206.
105. P. LEPRINCE. Tesis. Paris, 1966.
106. F. W. CRAWFORD. J.Appl. Phys. 34 (1963) 2196.
107. P.E. VANDENPLAS. "Electron waves and Resonances", Wiley and Sons, New York, 1968.
108. J. C. NICKEL et al. Phys. Rev. Letters 11 (1963) 183.
109. J.F. DELPECH et al. Advances in electronics and electron physics. 39 (1975) 121.
110. E. BLOYET et al. "Microwave discharges produced by a Surfatron in capillary tubes". De próxima publicación.
111. B. VANDERSIDJE. J. Quantit. Spect. Rad. Transf. 12 (1972) 1517.
112. C.C. DAVIS, T.A. KING. in Adv. in Quant. Elect. 3 (1975)
113. J.JOLLY. Tesis. Orsay. 1977.

Reunido el Tribunal que suscribo.  
en el día de la fecha acordó cali-  
ficar la presente Tesis Doctoral  
con la censura de -

SOBRESALIENTE CUM LAUDE

Madrid, de 19



*Paulo Sandoval de Riba*

*[Handwritten signatures]*