

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear



TESIS DOCTORAL

**Análisis experimental del plasma TJ-1 con técnicas de
esparcimiento y emisión de radiación**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR
PRESENTADA POR

Cecilia Pardo Sanjurjo

DIRECTOR:

B. Zurro Hernández

Madrid, 2015

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

Facultad de Ciencias Físicas

Departamento de Física Fundamental

TP
1988
239



* 5 3 0 9 8 7 6 1 6 1 *

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE

x-53-030977-6

**ANALISIS EXPERIMENTAL DEL PLASMA TJ-1
CON TECNICAS DE ESPARCIMIENTO Y
EMISION DE RADIACION**

Cecilia Pardo Sanjurjo

Madrid, 1988

Colección Tesis Doctorales. N.º 239/88

© Cecilia Pardo Sanjurjo

**Edita e imprime la Editorial de la Universidad
Complutense de Madrid. Servicio de Reprografía
Noviciado, 3 - 28015 Madrid
Madrid, 1988
Ricoh 3700
Depósito Legal: M-8001-1988**

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS

Dep. Física Fundamental

ANALISIS EXPERIMENTAL DEL PLASMA TJ-1 CON TECNICAS DE
ESPARCIMIENTO Y EMISION DE RADIACION

Dtor. Dr. B. Zurro
Div. de Fusión
JEN (Madrid)

MEMORIA que presenta
CECILIA PARDO SANJURJO
para optar al grado de
Doctor en Ciencias Físicas.

1986

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo ha sido realizado en la División de Fusión de la Junta de Energía Nuclear (Madrid).

Deseo expresar mi agradecimiento:

Al Prof. Dr. J. Campos por la presentación de esta Tesis.

Al Dr. B. Zurro por su dirección, colaboración y estímulo sin los cuales no hubiera sido posible este trabajo.

A la División de Fusión por su apoyo y asistencia técnica.

Al Instituto de Estudios Nucleares por su ayuda económica.

INDICE

	Pág.
1. Introducción	1
2. Técnicas experimentales	5
2.1. Esparcimiento Thomson : teoría	7
2.2. Esparcimiento Thomson : sistema experimental	16
2.2.1. Laser y óptica de entrada	16
2.2.2. Reducción de luz parásita	21
2.2.3. Optica de colección	23
2.2.4. Espectrómetro de filtros	27
2.2.5. Detectores	31
2.2.6. Electrónica de control y adquisición	35
2.3. Otras técnicas	41
2.3.1. Espectroscopía	41
2.3.2. Bolometría	42
3. Ajuste y operación del sistema de esparcimiento Thomson	49
3.1. Alineamiento	49

	Pág.
3.2. Calibración	53
3.2.1. Calibración relativa	54
3.2.2. Calibración absoluta: esparcimiento Raman	60
3.3. Adquisición y procesado de señales	73
3.3.1. Cálculo de errores	78
4. Caracterización del plasma del TJ-1 con esparcimiento Thomson .	83
4.1. El tokamak TJ-1	83
4.2. Descripción del programa de análisis de perfiles de T_e y n_e	90
4.2.1. Parámetros del plasma	93
4.2.2. Contaminación del plasma: Z_{eff}	94
4.2.3. Balance de energía	99
4.2.4. Conductividad térmica	102
4.3. Resultados de medidas de esparcimiento Thomson	106
5. Estudios cruzados esparcimiento Thomson - radiación.....	143
5.1. Emisión del continuo	144
5.1.1. Islas magnéticas	146
5.1.2. Observación de las superficies racionales.....	150

	Pág.
5.2. Pérdidas por radiación	155
5.3. Tiempo de confinamiento de partículas	164
6. Conclusiones	175
Apéndice 1. Simulación óptica	178
Apéndice 2 . Selección canales del espectrómetro	182
Apéndice 3 . Listado del programa de adquisición y tratamiento de datos del sistema de esparcimiento Thomson	187
Bibliografía	191

1. INTRODUCCION

Desde principios de los sesenta, con la aparición de los tokamaks, los programas de investigación en torno a la fusión termonuclear han adquirido un gran desarrollo. Sin embargo, los resultados experimentales obtenidos en plasmas de alta temperatura confinados magnéticamente no se entienden completamente (1, 2), en particular, el transporte de energía y de partículas en un tokamak es considerablemente superior al que sería de esperar según las teorías existentes.

El preciso conocimiento de las distribuciones de temperatura y densidad electrónicas en el plasma es fundamental para la investigación del confinamiento y calentamiento en un dispositivo de fusión. El método de diagnóstico más adecuado para obtener esas distribuciones, es la medida del espectro de la radiación esparcida Thomson por los electrones del plasma.

La ref. (3) constituye un excelente resumen de la técnica de esparcimiento Thomson. La teoría sobre la que se fundamenta está bien desarrollada y la interpretación es directa. Es un método activo y no perturbativo que permite medir la temperatura y densidad electrónicas con resolución espacial mejor de 1 cm y resolución temporal de decenas de ns.

El diseño de un sistema de esparcimiento Thomson ha de ser muy cuidadoso, debido a la extremadamente pequeña sección eficaz del proceso de esparcimiento, que supone que solamente uno de cada 10^{13} fotones incidentes

sufre esparcimiento. En consecuencia, la aplicación con éxito de esta técnica requiere un laser potente y una muy eficiente detección de una señal luminosa muy pequeña. Esto exige que el nivel de luz esparcida sea suficientemente grande frente a la luz parásita del laser que no ha sufrido esparcimiento y a la luz de fondo del plasma.

Aunque es una técnica ampliamente utilizada en los dispositivos de fusión, la aplicación a una máquina en particular exige distintas soluciones a los problemas mencionados en el párrafo anterior, así como la adecuación al rango de temperaturas y densidades que ha de ser capaz de medir.

Una parte esencial de este trabajo ha sido el diseño y puesta a punto del sistema de esparcimiento Thomson para el tokamak TJ-1 de la Junta de Energía Nuclear. Este es un tokamak de pequeñas dimensiones (radio mayor $R = 30$ cm, radio menor $a = 9.5$ cm) y campo toroidal $B = 1$ T. El plasma se encuentra en contacto directo con la pared de la cámara de vacío, por lo que la interacción plasma -pared ha de ser importante. Estos perfiles de temperatura y densidad electrónica y alguna hipótesis sobre la distribución de la densidad de corriente permiten caracterizar el plasma desde el punto de vista del confinamiento de la energía.

Se han utilizado medidas de radiación, tanto bolométricas como de emisión del plasma en el continuo, para complementar las medidas de esparcimiento Thomson en cuanto al balance de energía o bien para evaluar la contaminación del plasma evitando la utilización de modelos sin evidencia experimental. Especial interés tiene la determinación del perfil de densidad de corriente a partir de la observación de la posición de las superficies racionales mediante

la detección del continuo en el visible. Las pérdidas por radiación por electrón se revelan, al menos en este tokamak, como un sencillo monitor del grado de contaminación. Un experimento perturbativo (desorción laser) completa el estudio del confinamiento en el TJ-1 desde el punto de vista de las partículas.

El capítulo 2 está dedicado a la explicación del sistema experimental de esparcimiento Thomson y, menos extensamente, se describen los diagnósticos de radiación que se han utilizado.

El alineamiento, calibración y análisis de datos para el esparcimiento Thomson se describe en el capítulo 3. Se ha utilizado esparcimiento Raman para la calibración absoluta del sistema.

En el capítulo 4, se hace una presentación del tokamak TJ-1 y se dedica al análisis de los perfiles de temperatura y densidad electrónicas obtenidos en distintas descargas tokamak, extrayendo la mayor información posible sobre magnitudes básicas del plasma (tiempos de confinamiento de la energía electrónica y global, betas, campo poloidal medio, nivel de contaminación, conductividad térmica electrónica).

En el capítulo 5 se encuentran estudios en que intervienen medidas de esparcimiento Thomson y de radiación: tiempo de confinamiento de partículas, tiempo de confinamiento de la energía incluyendo pérdidas por radiación, perfil de densidad de corriente y correlación entre grado de contaminación obtenido por varios métodos.

Finalmente, el capítulo 6 recoge las conclusiones.

Los apéndices hacen referencia a algunos programas que se utilizaron en el diseño del sistema de esparcimiento y un listado del programa de adquisición y tratamiento de datos.

2. TECNICAS EXPERIMENTALES

La mayor parte de este capítulo se dedica al método de medida de temperatura y densidad electrónica por esparcimiento Thomson.

Es bien sabido que una carga acelerada emite radiación, en particular cuando esta aceleración es inducida por una onda electromagnética. Si la radiación incidente es de frecuencia ω suficientemente baja, tal que $\hbar\omega \ll mc^2$, la energía en reposo del electrón, la interacción recibe el nombre de esparcimiento Thomson.

El espectro de la radiación esparcida por un plasma, conjunto de cargas libres, depende de las propiedades del plasma. Mediante esparcimiento Thomson, con una conveniente elección de la fuente de radiación, se puede obtener la temperatura y densidad de los electrones del plasma.

Se deduce a continuación el espectro de la radiación esparcida por el plasma en las condiciones en que se aplica la técnica de medida (no interacción entre cargas, esparcimiento incoherente), comenzando por el esparcimiento por un único electrón y considerando luego el producido por el gran número de electrones que se encuentran en el volumen de esparcimiento.

En 2.2 se describe detalladamente el sistema experimental de esparcimiento Thomson del TJ-1.

- 5 -

Finalmente, la última sección se refiere a las técnicas de medida de radiación que han sido utilizadas en este trabajo.

2.1 ESPARCIMIENTO THOMSON: TEORIA

Consideremos en primer lugar el esparcimiento por un único electrón inicialmente en reposo (la potencia esparcida por una carga es inversamente proporcional a su masa, por lo que el esparcimiento se debe esencialmente a los electrones); el electrón es acelerado por el campo eléctrico oscilante del fotón incidente:

$$\vec{a} = \frac{e\vec{E}}{m} = \frac{eE_0}{m} \hat{E} \cos(\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega_i t) \quad (2.1)$$

donde \vec{a} es la aceleración del electrón, e y m su carga y masa, respectivamente, E_0 la amplitud, \vec{k}_i el vector de ondas, ω_i la frecuencia y \hat{E} el vector unidad de la radiación incidente.

El electrón radiará como un dipolo, con campos esparcidos dados por (4):

$$\vec{E}_s(\vec{r}, t) = \frac{e}{R c^3} \hat{s} \times (\hat{s} \times \vec{a}) \quad (2.2)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \hat{s} \times \vec{E}_s$$

en donde R es la distancia del electrón al observador y \hat{s} el vector unitario en esa dirección. Se ha utilizado la aproximación de campo lejano para el campo eléctrico esparcido y los efectos relativistas se han despreciado.

En un experimento de esparcimiento, debido al tamaño finito y a la

respuesta del detector, lo que se mide es la media temporal de la potencia esparcida en un ángulo sólido $d\Omega$ (5). Esta se puede deducir partiendo del vector de Poynting, \vec{S} , que da el flujo local de energía en cada instante

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} \vec{E} \times \vec{B} \quad (2.3)$$

sustituyendo las ecs. (2.1) y (2.2) en (2.3):

$$\vec{S} = \frac{r_0^2}{R^2} \frac{cE_0^2}{4\pi} \cos^2(\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega_i t) \cdot [\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{e})]^2 \hat{s} \quad (2.4)$$

con $r_0 = e^2/mc^2$, el radio clásico del electrón.

Promediando en el tiempo:

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{r_0^2}{R^2} \frac{cE_0^2}{8\pi} |\vec{d}|^2 \hat{s}$$

siendo $\vec{d} = \hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{e})$. Para una fuente polarizada, $d^2 = 1 - \sin^2\theta \cos^2\phi$ (θ = ángulo de esparcimiento, ϕ = ángulo entre \hat{e} y el plano que contiene a \vec{k}_i y \vec{k}_s)

La potencia esparcida en el ángulo sólido de observación $d\Omega$ se puede escribir como

$$\frac{d\langle P \rangle}{d\Omega} = R^2 \langle \vec{S} \rangle \cdot \hat{s} = \frac{P_i}{A} r_0^2 d^2$$

donde P_i es la potencia incidente, $P_i = cE_0^2 A / 8\pi$, y A la sección del haz. Es de notar que $r_0^2 = 7.95 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$, es una sección eficaz de esparcimiento muy pequeña, lo que exige un cuidadoso diseño del sistema experimental.

Consideremos ahora que el electrón tiene una velocidad inicial \vec{v} . El efecto neto del movimiento es un cambio de fase y frecuencia en el campo eléctrico esparcido. El cambio en frecuencia se debe a un doble efecto Doppler: debido al movimiento del electrón respecto a la onda incidente y al observador.

El campo eléctrico esparcido en una posición y un tiempo t se debe a la aceleración del electrón en un instante anterior t' :

$$t' = \frac{R}{c} + \frac{\hat{s} \cdot \vec{r}(0)}{c} \quad , \quad \vec{r}(t') = \vec{r}(0) + \vec{v} t' \quad (2.5)$$

$$1 - \frac{\hat{s} \cdot \vec{v}}{c}$$

La geometría de este proceso de esparcimiento se muestra en la fig 2.1. Utilizando la ecuación anterior y $\omega_i \hat{i} = \vec{k}_i c$, la frecuencia de la onda esparcida se puede escribir como:

$$\omega_s = \omega_i \frac{1 - \frac{\hat{i} \cdot \vec{v}}{c}}{1 - \frac{\hat{s} \cdot \vec{v}}{c}}$$

$$\vec{k}_j = \frac{\omega_j}{c} \hat{s}$$

Los cambios en frecuencia y vector de onda son (fig 2.2)

$$\omega = \omega_j - \omega_i = \vec{k} \cdot \vec{v} \quad , \quad \vec{k} = \vec{k}_j - \vec{k}_i$$

Nótese que el cambio en frecuencia depende del ángulo de esparcimiento y de la componente de la velocidad del electrón a lo largo del vector de esparcimiento \vec{k} . Dado el acceso típico en los tokamaks, el esparcimiento a 90° dependerá de la componente de la velocidad electrónica perpendicular al campo toroidal.

El campo eléctrico esparcido es (5):

$$\vec{E}_e(\vec{R}, t) = \frac{r_0}{R} E_0 \vec{d} \cos(k_x R - \omega_j t - \vec{k} \cdot \vec{r}(0)) \cdot \\ \cdot \cos(\vec{k}_i \cdot \vec{r}(t') - \omega_i t')$$

Hasta aquí se ha descrito el esparcimiento por un único electrón. Consideremos el esparcimiento debido a un volumen V conteniendo N electrones, con una densidad local, n_e , dada por:

$$n_e(\vec{r}', t') = \sum_{i=1}^N (\vec{r}' - \vec{r}_i(t'))$$

El campo total esparcido debido a los N electrones es, por superposición:

$$\vec{E}_s(\vec{R}, t) = \frac{r_0}{R} E_0 \vec{d} \int d^3r' n_e(\vec{r}', t') \cos(\vec{k}_s \cdot \vec{r}' - \omega_s t')$$

Como en el caso del electrón único, la potencia media esparcida en un ángulo sólido $d\Omega$ es:

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = \frac{cR^3}{4\pi} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} dt |E_s|^2$$

Con objeto de tener en cuenta la respuesta finita en frecuencia del detector, escribimos la potencia esparcida en un intervalo $d\omega_s$:

$$\frac{dP_s}{d\Omega d\omega_s} = \frac{cR^3}{(2\pi)^2} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} dt \vec{E}_s(t) e^{-i\omega_s t} \right|^2$$

(se ha aplicado el teorema de Parseval (6))

Utilizando $n_e(\vec{k}, \omega)$, la transformada de Fourier de $n_e(\vec{r}, t')$, queda:

$$\frac{dP_s}{d\Omega d\omega_s} = \frac{cr_0^2 E_0^2}{(2\pi)^4} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left| \int dt' \vec{d} \int d^3\vec{k} \int d\omega n_e(\vec{k}, \omega) \cdot e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t')} e^{-i\omega_s t} \cos(\vec{k}_s \cdot \vec{r} - \omega_s t') \right|^2$$

Como la integral temporal se efectúa sobre t' (tiempo retardado), t en la segunda exponencial se puede escribir como

$$t = t' - \frac{\hat{s} \cdot \vec{r}}{c} + \frac{R}{c}$$

que es la ecuación (2.5) para $v/c \ll 1$.

Usando la identidad $\cos a = (e^{ia} + e^{-ia})/2$, y combinando exponenciales, la integración sobre t' da la función delta $2\pi\delta[\omega - (\omega_s - \omega_c)]$. La integración sobre \vec{r} da $(2\pi)^3 \delta[\vec{k} - (\vec{k}_s - \vec{k}_c)]$. Las integraciones sobre ω y \vec{k} seleccionan $\omega = \omega_s \pm \omega_c$ y $\vec{k} = \vec{k}_s \pm \vec{k}_c$.

$$\frac{dP_s}{d\Omega d\omega_s} = \frac{c r_0^2}{(4\pi)^2} E_0^2 d^3 \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} |n_e(\vec{k}, \omega)|^2$$

donde $\omega = \omega_s - \omega_c$ y ω_s toma valores positivos y negativos ((5), pág 33).

Fijémonos en la física de plasmas y en la mecánica estadística contenida en $n_e(\vec{k}, \omega)$:

En cualquier instante, el plasma se encuentra en un estado microscópico particular que, sin embargo, es experimentalmente indistinguible de un gran número de estados diferentes. Para calcular un parámetro particular macroscópico del sistema hemos de promediar sobre el conjunto de estados que N electrones en el volumen V pueden adoptar. En el límite $N, V \rightarrow \infty$, ese promedio tenderá a la medida experimental. En este límite, la potencia esparcida en un ángulo sólido $d\Omega$ y en un intervalo de frecuencias $d\omega_s$ es:

$$\frac{dP_i}{d\Omega d\omega} = \frac{P_i r_o^2}{A 2\pi} d^3N S(\vec{k}, \omega)$$

en donde $S(\vec{k}, \omega)$ es la función densidad espectral

$$S(\vec{k}, \omega) = \lim_{V, T \rightarrow \infty} \frac{1}{VT} \left\langle \frac{|n_e(\vec{k}, \omega)|^2}{n_{e_0}} \right\rangle$$

y $n_{e_0} = N/V$

El cálculo de $S(\vec{k}, \omega)$ involucra la determinación de las funciones de correlación de 2 partículas utilizando mecánica estadística del plasma. Rosenbluth y Rostoker (7) han calculado $S(\vec{k}, \omega)$ obteniendo cadenas acopladas de ecuaciones cinéticas del plasma comenzando con la ecuación de Liouville. Esta cadena infinita se termina con una expansión en pequeños parámetros. En esta deducción, se observa que la forma de $S(\vec{k}, \omega)$ se hace muy sencilla cuando $\alpha = 1/k\lambda_D \ll 1$. α es esencialmente la relación entre la longitud de onda de la luz incidente y la longitud de Debye (λ_D). Esta última se puede interpretar como la máxima distancia dentro de la cual la densidad electrónica de carga puede diferir significativamente de la iónica.

Claramente $\alpha < 1$ supone una longitud de onda suficientemente pequeña para explorar las fluctuaciones incoherentes de densidad. Si $\alpha \gg 1$, el esparcimiento proviene de fluctuaciones de densidad de gran escala, por ejemplo ondas de plasma.

Para un plasma típico del tokamak TJ-1 y esparcimiento a 90° utilizando un

laser de rubí, $\alpha = .003$.

La función densidad espectral para una distribución de velocidades maxwelliana no relativista y $\alpha \ll 1$ es (3):

$$S(\vec{k}, \omega) = \frac{2\sqrt{\pi}}{kv_{th}} \exp\left(-\frac{\omega}{kv_{th}}\right)^2$$

donde $v_{th} = \sqrt{2kT_e/m}$.

En esta aproximación el espectro de esparcimiento simplemente refleja la forma de la función de distribución de velocidades de los electrones; expresándola en función del cambio en longitud de onda $\Delta\lambda = \lambda_s - \lambda_i$ y utilizando las relaciones $k \approx 2k_s \sin(\theta/2)$ para $v/c \ll 1$ y $n_e L = N/A$ siendo L la longitud del volumen de esparcimiento, la potencia esparcida viene dada por :

$$\frac{dP_s}{d\lambda_s d\Omega} = \frac{P_i r_0^2 n_e L}{2\sqrt{\pi} \sin(\theta/2)} \frac{c |\vec{d}|^2}{\lambda_i v_{th}} \exp\left[-\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda_{th}}\right)^2\right] \quad (2.5)$$

$$\text{con } \lambda_{th} = \frac{2v_{th}}{c} \lambda_i \sin(\theta/2) \propto \sqrt{T_e}$$

La potencia esparcida es pues proporcional a la densidad electrónica y la anchura del espectro directamente proporcional a la temperatura electrónica.

Bajo ciertas condiciones el esparcimiento Thomson puede medir temperaturas iónicas (8), carga efectiva de un ión (9), campo magnético local (10) o el

espectro de turbulencias del plasma (11).

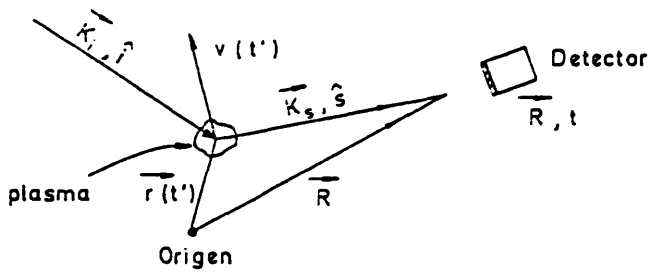


FIG. 2.1.- Geometría de esparcimiento

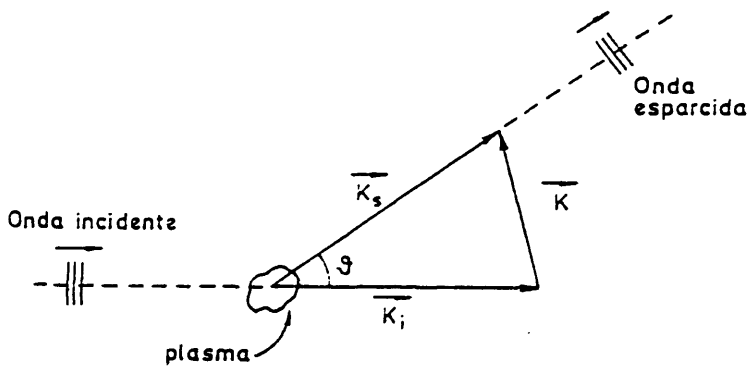


FIG. 2.2.- Vectores de onda incidente (\vec{k}_i) y esparcido (\vec{k}_s).

2.2 ESPARCIMIENTO THOMSON: SISTEMA EXPERIMENTAL

En la fig. 2.3 se muestra el diagrama bloque del sistema experimental (excluida la parte electrónica). En forma resumida, un laser de rubí pulsado se focaliza en un pequeño volumen del plasma (4 puntos posibles de focalización en la cuerda central) y la radiación esparcida, previa eliminación de la luz parásita, es recogida a 90° y analizada en un espectrómetro multicanal de filtros interferenciales distribuidos en el ala roja del espectro de esparcimiento. La radiación seleccionada por los canales del espectrómetro es detectada por unos fotomultiplicadores pulsados y llevada a un osciloscopio rápido y/o a un convertidor analógico digital Camac que, conectado a un PDP 11/44 permite controlar el experimento mediante programa.

En esta sección se describe en detalle el sistema experimental de esparcimiento Thomson que se ha diseñado y puesto a punto para la medida de temperaturas y densidades electrónicas con resolución espacio-temporal en plasmas confinados en el TJ-1 (12).

2.2.1 Laser y óptica de entrada

Como fuente luminosa se utiliza un laser de rubí (6943 Å, KORAD, K2-Q) en modo pulsado, con solamente oscilador. Se consiguen pulsos luminosos de hasta

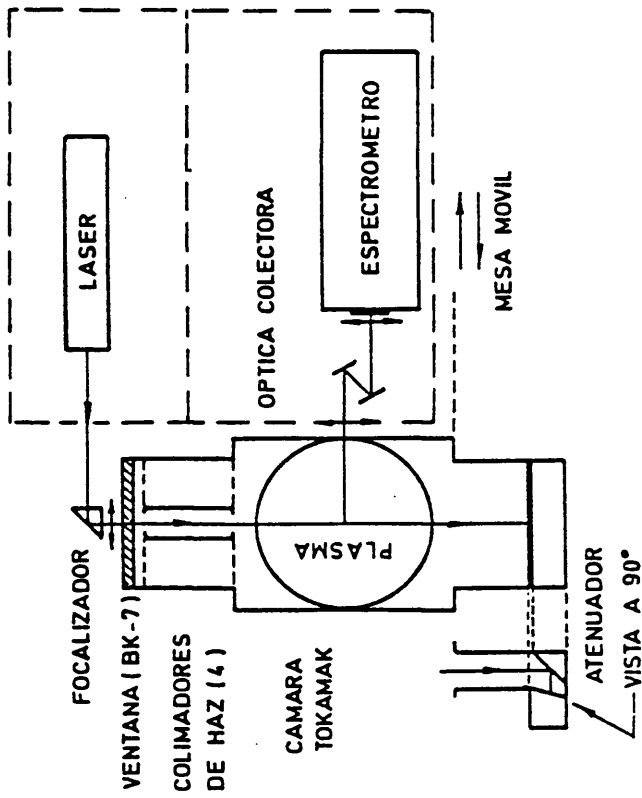


FIG. 2.3.- Diagrama bloque del sistema de espárcimiento Thomson del T.J.-1

5 J, de unos 20 ns de anchura a altura mitad (250 MW).

La barra de rubí es cilíndrica de 3cm de diámetro y 10 cm de longitud. Es bombeada ópticamente por una lámpara de cuarzo rellena de Xe. A través de este conjunto se mantiene en circulación agua desionizada que refrigera, mejora el acoplamiento óptico y reduce el daño que la radiación pudiera producir en la barra. La luz emitida por el rubí está polarizada en el plano horizontal, perpendicularmente al eje óptico del cristal.

La emisión de pulsos gigantes se consigue manteniendo abierta la cavidad óptica del laser durante el bombeo, hasta que se produzca la inversión de población máxima, momento en el cual se cierra la cavidad y se produce la acción laser. En este caso, como obturador de la cavidad se emplea una célula de Pockels (KDP) y un conjunto de láminas en ángulo de Brewster, colocadas entre la barra de rubí y el espejo trasero; este conjunto impide el paso de la luz polarizada emitida por el rubí hacia dicho espejo hasta que, por aplicación de una tensión de unos 20 kV a la célula de Pockels, la polarización transmitida por ésta gira 90° y las láminas de Brewster permiten entonces el paso de la luz de rubí, con lo que se cierra la cavidad y se produce la emisión de una gran cantidad de energía luminosa en unas decenas de ns.

El haz emitido tiene un diámetro de unos 2 cm, y una divergencia de 4 mrad. El haz no es uniforme, ya que el oscilador no opera en un solo modo.

La energía del pulso luminoso se mide con un calorímetro (KORAD,KJ-2); dos fotodiodos rápidos (FND-100) recogen, previo paso a través de un difusor y

mediante guías de luz, la fracción de haz transmitida por el espejo trasero de la cavidad óptica. Estas señales se utilizarán para disparar la electrónica de la adquisición de datos y monitor relativo de energía, además de mostrar la forma, duración y amplitud del pulso del laser. Se ha comprobado la proporcionalidad de la señal de los fotodiodos a la energía del laser medida en el lugar de focalización.

El correcto funcionamiento del laser exige la optimización de algunos parámetros: En la fig. 2.4 se muestran los resultados de las pruebas para determinar qué voltaje y en qué momento se debe aplicar a la célula de Pockels para que la energía que se obtenga en el pulso laser sea la mayor posible. Los valores más adecuados son 30 kV de voltaje (V_{pc}) y 1 ms el intervalo temporal entre el inicio del bombeo óptico y la polarización de la célula (T_{pc}); la energía del laser era medida con el calorímetro antes mencionado, colocado frente al laser, y la forma y duración del pulso se controlaba con el fotodiodo.

La focalización del haz laser (fig. 2.3) en el plasma se hace mediante un prisma y una lente convergente de 500 mm de focal (ambos de BK-7 y con recubrimiento antirreflectante) que forman una imagen en el centro de la cámara del tokamak de unos 2 mm de diámetro. El soporte mecánico permite el giro del conjunto en dirección perpendicular al diámetro menor del tokamak, para facilitar el alineamiento. El laser entra por la parte superior del tokamak a través de una ventana de BK-7 que está a unos 40 cm del borde del plasma y de unos dobles diafragmas (ver siguiente apartado). Hay cuatro pares de diafragmas a lo largo de la ventana, a -5,0,3 y 8 cm del centro de la cámara de vacío (el signo - corresponde a la zona interior del tokamak), que

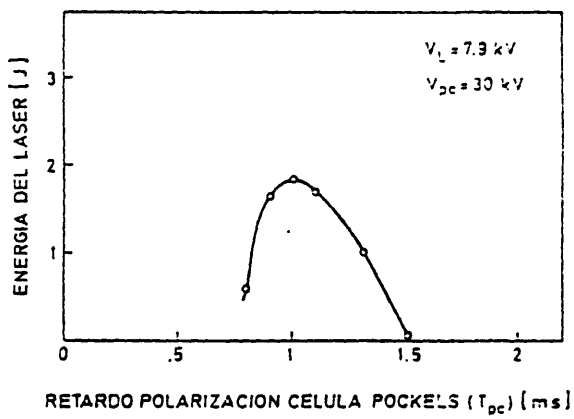
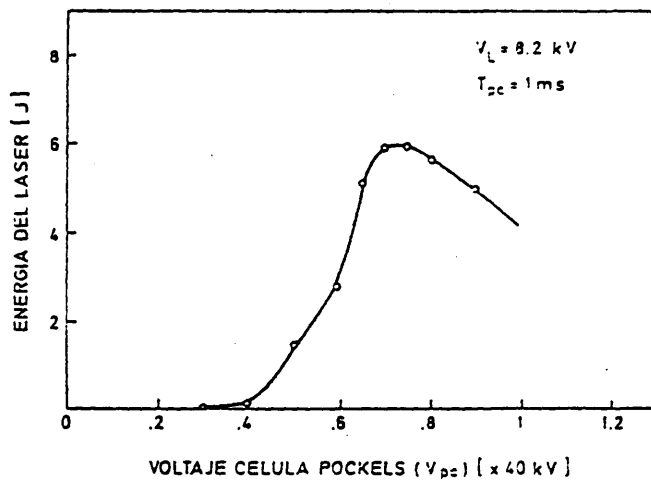


FIG. 2.4.- Optimización de la energía del pulso laser en función de los parámetros de operación.

permiten hacer la medida en cuatro puntos del plasma y obtener perfiles de temperatura y densidad electrónica. Con las posiciones de medida que se han elegido es posible detectar asimetrías en los perfiles (huecos o descentramientos del plasma).

2.2.2 Reducción de la luz parásita

Parte de la luz que se recoge junto a la esparcida es radiación que llega directamente al sistema de detección procedente en su mayor parte de reflexiones del haz del laser de potencia. Como la señal esparcida es muy débil, si esta radiación no es eliminada o reducida al mínimo por algún medio, enmascara la señal esparcida y hace imposible la medida. Es sobre todo grave para los canales con longitudes de onda próximas a la del laser, ya que esta luz parásita no sufre desplazamiento en longitud de onda.

Lugares clave en la reducción de luz parásita son las ventanas de entrada y salida del laser en la cámara toroidal, ya sea por difusión en las superficies ópticas que ha de atravesar el haz o por reflexión en sus paredes:

El haz entra en el tokamak por una ventana superior (BK-7, de unos 7 mm de espesor) y ha de recorrer unos 20 cm por el interior de un tubo metálico de sección trapezoidal (anchura entre 3 y 7 cm) antes de penetrar en la cámara toroidal. Para que el haz que llegue al plasma esté lo más limpio posible de

luz difusa, este tubo contiene cuatro pares de diafragmas de 20 mm de diámetro, uno para cada posición de medida, colocados, uno de ellos al final del tubo y el otro 120 mm más arriba.

En la parte inferior del tokamak, donde incide el haz del laser, hay otro tubo en que están montados unos vidrios absorbentes BG-26 (transmisión del .25% a 6943 Å) seguidos de otros BG-14 (transmisión del .15% a 6943 Å), de forma que lo que unos reflejan es absorbido por los segundos.

Por la parte interna de la ventana de observación se han colocado dos diafragmas rectangulares, y otro ennegrecido por la parte externa, que limitan el ángulo sólido de emisión de luz al del sistema de colección, evitando que luz de fondo reflejada en esa ventana sea detectada y deteriore la relación señal/ruido.

Por último, se procura esta reducción a nivel de detección a la salida del colector, antes de su entrada al espectrómetro, mediante un par de filtros reyectores de 50 cm de diámetro. Estos son filtros interferenciales no bloqueados, que trabajan con una angulación fija de 15° respecto al haz luminoso incidente. En esas condiciones, para luz colimada, presentan una transmisión de pico del 94% a 6943 Å, y una anchura espectral de 5 nm, siendo reflejado el resto del espectro. En la fig. 2.3 se ve su situación en el sistema experimental.

El factor de reducción de luz parásita debido a los filtros reyectores es de 60, según se ha medido en el laboratorio. En la fig. 2.5 se muestra la curva espectral de transmisión de la combinación de los dos filtros trabajando

dentro del sistema completo de esparcimiento.

Para hacer esta medida se utilizó una lámpara de tungsteno (Sylvania FA), simulando la zona de esparcimiento con un difusor y un diafragma del tamaño adecuado. Analizando espectralmente la luz antes y después de pasar por los filtros reyectores con el monocromador Mc Pherson 2051, al que se conducía la luz mediante una fibra óptica, se obtuvo la curva de la fig. 2.5. Entre otras cosas, en el curso de estas medidas se ajustó la posición y ángulo de los filtros para optimizar la eliminación de la longitud de onda del laser de rubí y se colocaron ambos filtros con su cara de aspecto metálico hacia la fuente de luz, pues se observó que de no ser así el espectro de la luz reflejada no era uniforme.

2.2.3 Óptica de colección

La fig. 2.6 muestra la óptica de colección para el sistema de esparcimiento Thomson.

Su objetivo es recoger la luz esparcida proveniente de la región en que se ha focalizado el laser en el plasma (1 cm de altura, 2 mm de diámetro) y transferir un haz luminoso adecuado a los requerimientos de las siguientes etapas de detección (filtros reyectores y espectrómetro).

La observación es a 90° y se hace a través de una ventana de BK-7 que está

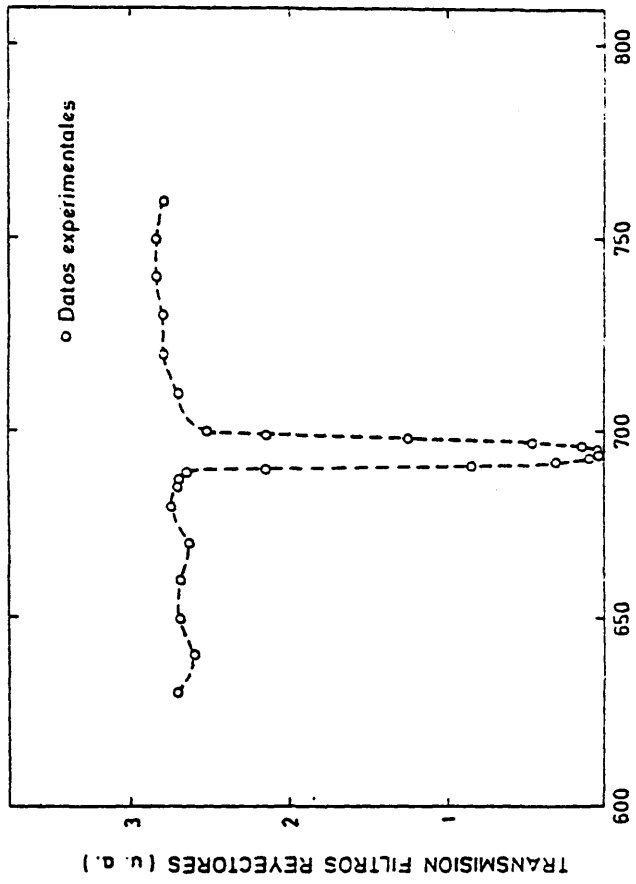


FIG. 2.5.- Curva espectral de transmisión del conjunto de filtros
 reflectores de luz parásita.

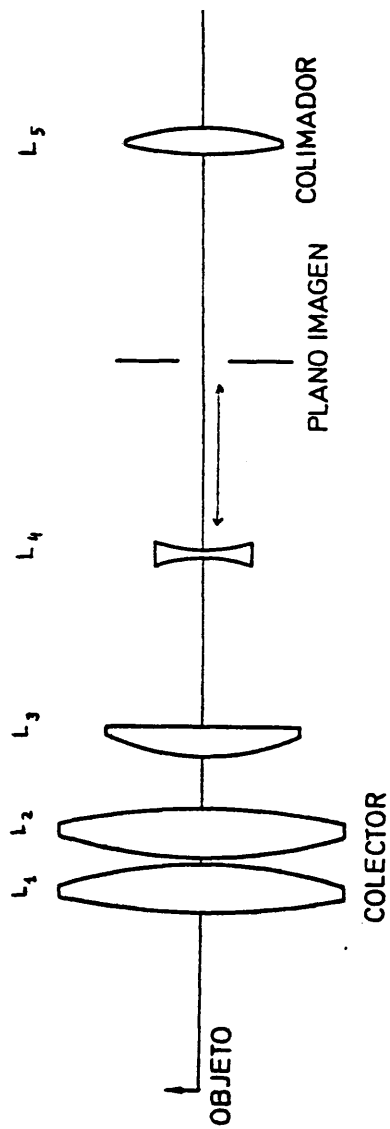
diafragmada rectangularmente para que el colector sólo vea la zona de interés y no la radiación emitida por otras zonas del plasma.

La luz que inmediatamente a la salida del colector llega a los filtros reyectores conviene que sea lo más paralela posible, ya que cualquier angulación del haz produciría una alteración en la longitud de onda transmitida y en la curva espectral característica de los filtros, implicando poca eficiencia en la eliminación de la luz parásita. También es conveniente, aunque no imprescindible, que el haz sea paralelo para los filtros interferenciales que constituyen el espectrómetro multicanal.

Por otro lado, el número de elementos ópticos que integren el colector ha de ser lo menor posible, ya que aquí lo importante es, a causa de la debilidad de la señal, no tanto cuidar la calidad de la imagen como transmitir la señal con las mínimas pérdidas posibles. Elementos ópticos adicionales supondrían disminución en la transmisión.

En el apéndice I se describe un programa fortran que se utilizó para simular el comportamiento del colector. Esencialmente, consiste en el seguimiento de rayos luminosos procedentes de un objeto del tamaño y en la posición del volumen de esparcimiento, en su paso a través de las superficies ópticas que componen el colector, estimando las pérdidas que son de esperar y probando posibles soluciones que en algún caso condujeron a modificaciones del diseño inicial.

La luz proveniente del volumen de esparcimiento, situado a 30 cm del colector, es recogida por un conjunto de lentes (tres convergentes y una



	K_1	e	K_2	ϕ	d
L ₁	1000,	15,	-190	120	300
L ₂	190,	15,	1000	120	3
L ₃	133,	12,		99	50
L ₄	-120,	2,	42	28	85
L ₅	434,	4,	-72	40	117 ⁴

FIG. 2.6.- Óptica de colección. Los datos de las lentes se muestran en la tabla adjunta. K_1 es el radio de curvatura de la primera superficie óptica respecto a la posición del objeto, K_2 de la segunda, e es el espesor, el diámetro de la lente y d la distancia al elemento óptico anterior, todas ellas en mm.

divergente) de gran apertura (diámetro =8 cm, $f/3.7$) que forma una imagen intermedia a 58 mm de la lente divergente, con un aumento de un factor 1.2 (2.4 mm x 12.4 mm); en ese punto hay un diafragma que limpia la imagen de luz difusa que no venga del plasma. Por último, una lente convergente de focal 120 mm produce un haz de luz colimada que se dirige hacia los filtros reyectores y al espectrómetro. La transmisión del colector medida en el laboratorio es del 80%.

Mecánicamente, el colector es compacto, y sus dimensiones y datos de las lentes se pueden ver en la fig. 2.6. Es posible variar la distancia entre la lente divergente y el conjunto diafragma-colimador. Se halla colocado en un hueco de la estructura metálica que soporta y protege todo el sistema de esparcimiento Thomson, de la que sale una abrazadera con tres largos brazos que sujetan la parte delantera del colector y permiten cierto cabeceo, muy útil a la hora de alinearlos.

2.2.4 Espectrómetro de filtros

El espectrómetro multicanal que se utiliza ha sido especialmente diseñado para este sistema de esparcimiento Thomson. Un esquema simplificado del resultado final se puede ver en la fig. 2.7, detectores incluidos.

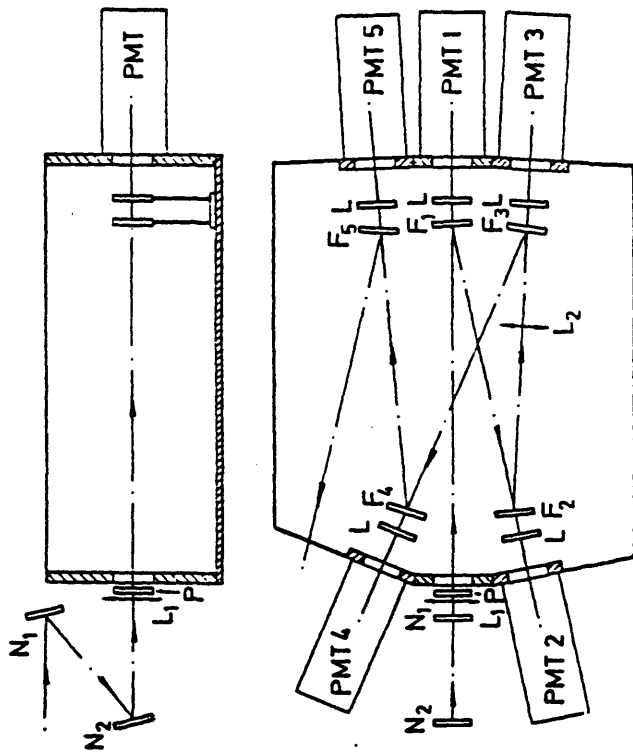


FIG. 2.7.- Espectrómetro del sistema de espaciamiento (vistas de planta y de perfil).
 N_1, N_2 : filtros reyectores; L_1, L_2 : lentes correctoras de divergencia ($f=500\text{mm}$);
 $F_1..F_5$: filtros interferenciales; L : lentes focalizadoras de 100mm de focal; P :
 polarizador dicróico; PMT: fotomultiplicador. Se indica el recorrido de la luz
 a través del espectrómetro. La clasificación de los filtros de menor a mayor
 longitud de onda es: F_5, F_2, F_1, F_4, F_3 .

Como el espectro esparcido es simétrico respecto a la longitud de onda del laser, basta con analizar uno de los lados del espectro. En este caso se ha utilizado el ala roja, $\lambda > 6943 \text{ \AA}$, con lo que se evita la línea H_{α} en 6562 \AA que sino habría que eliminar de la señal (esta zona no se usaba hasta no hace mucho por no existir detectores con buena eficiencia cuántica para esas longitudes de onda).

El espectrómetro consiste en cinco filtros interferenciales bloqueados trabajando en reflexión: cada uno de ellos transmite una franja estrecha del espectro y refleja el resto. Las longitudes de onda a que están centrados se extienden entre los 700 y 760 nm, aproximadamente, y sus anchuras espectrales son diferentes, siendo mayores las de los filtros de mayor longitud de onda, debido a que para zonas espectralmente alejadas del laser va a haber pocos fotones esparcidos, siendo preciso aumentar el tamaño de la zona transmitida por esos canales para tener en todos ellos señales comparables.

Los filtros se encuentran dispuestos en el espectrómetro en dos hileras, como se ve en la fig. 2.7, separadas unos 400 mm; el diámetro de los filtros es de 50 mm y cada uno de ellos va seguido de una lente (50 mm de diámetro y 100 mm de focal) que focaliza la radiación transmitida por cada filtro en el fotocátodo del correspondiente detector.

La radiación penetra en el espectrómetro por un orificio de 50 mm de diámetro en donde está colocado un polarizador dicróico y una lente de 500 mm de focal. El polarizador deja pasar luz con la misma polarización de la esparcida. El haz de luz llega al primer filtro que transmite la zona espectral que le corresponde y refleja todo lo demás hacia el segundo filtro

que se comporta de manera semejante al primero, y así sucesivamente hasta completar su recorrido por el espectrómetro. La gran distancia que debe viajar la luz en su camino por éste (unos 2.5 m) hace necesaria la inclusión de dos lentes de 500 mm de focal para corregir la divergencia del haz; una de ellas, como ya se ha dicho, se encuentra a la entrada del espectrómetro y la otra entre el segundo y tercer filtro.

En principio, sería preferible que los filtros estuviesen colocados de mayor a menor longitud de onda para favorecer los canales que dispondrán de menos fotones. En la práctica, debido a la gran angulación a que han de estar sometidos algunos de los filtros, se ha creído más conveniente otra ordenación, como se indica en la fig. 2.7.

Las carcasas de los detectores van atornilladas a la caja del espectrómetro eléctricamente flotantes, dos a ambos lados de la apertura de entrada y los otros tres en la cara de enfrente. La conexión entre la caja y el detector es un cilindro ennegrecido que evita la detección de luz que no haya sido transmitida por el filtro. La caja del espectrómetro está ennegrecida por dentro y por fuera, así como el interior del armazón del experimento en que se encuentra. En éste se apoya sobre cuatro patas graduables en altura.

Cada par filtro-lente va colocado en una pequeña plataforma que puede deslizarse longitudinal y transversalmente respecto al eje del detector; son regulables en altura y el filtro posee cabeceo. La movilidad de que se ha dotado a los elementos del espectrómetro es muy importante a la hora de hacer el alineamiento, ya que al ser los fotocátodos muy pequeños el posicionamiento

es crítico.

2.2.5 Detectores

Los detectores que lleva acoplados el espectrómetro, son fotomultiplicadores con fotocátodo de AsGa, con eficiencia cuántica en la zona espectral de interés de $\eta > 10\%$, y una ganancia a una tensión de polarización de 1800 V próxima a 6×10^6 . Cuatro de los fotomultiplicadores empleados son RCA 31034A y el otro es un Hamamatsu R943-02 (el colocado tras el filtro 2). Los fotocátodos son en ambos casos rectangulares, con una superficie sensible de $4 \times 10 \text{ mm}^2$ para los RCA y de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ para el Hamamatsu.

Para evitar una exposición innecesaria a la radiación y, sobre todo para proteger a los fotomultiplicadores de posible saturación por la intensa emisión luminosa al inicio de la descarga, los RCA trabajan en régimen pulsado, funcionando en el momento de la medida y permaneciendo desconectados el resto del tiempo. El Hamamatsu se ha utilizado sin pulsar para ver hasta que punto era eso necesario, ya que complica mucho la electrónica.

En la fig. 2.8 se presenta la electrónica de los fotomultiplicadores, con divisores de tensión incluidos.

El pulsado se consigue con un circuito EMI-GB1001B. Este se alimenta con la corriente que pasa por el divisor de tensión ($I > 1.5 \text{ mA}$) y se activa con

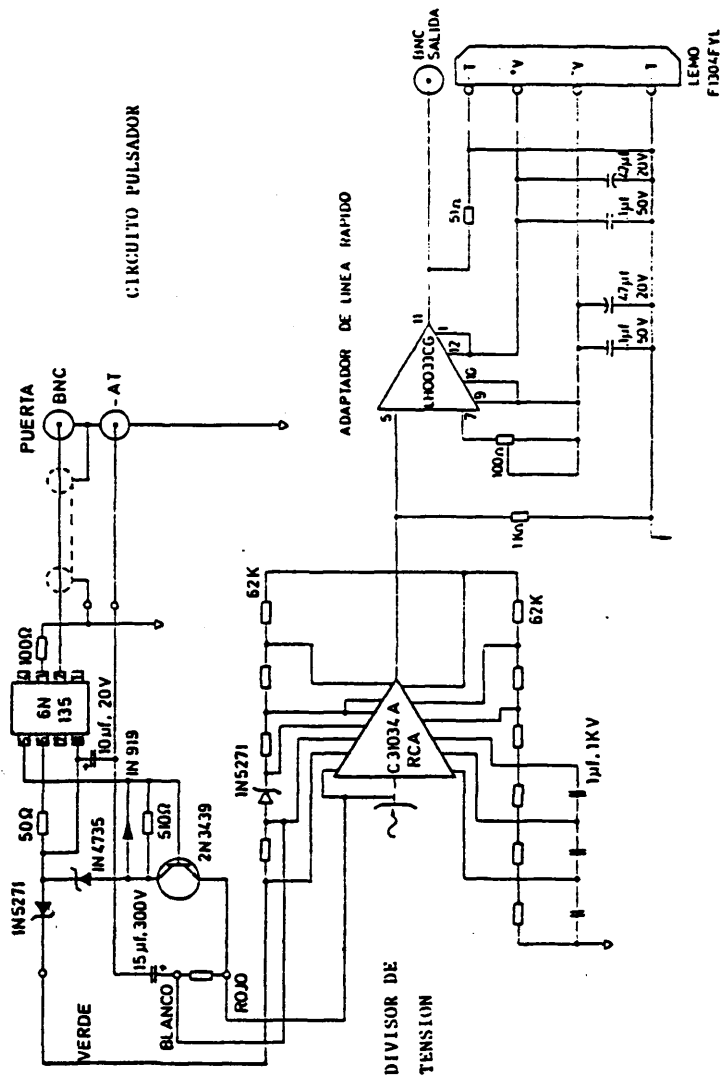


FIG. 2.8.- Esquema de la electrónica de los detectores. Se indican las partes que corresponden al divisor de tensión, circuito pulsador y adaptador de línea.

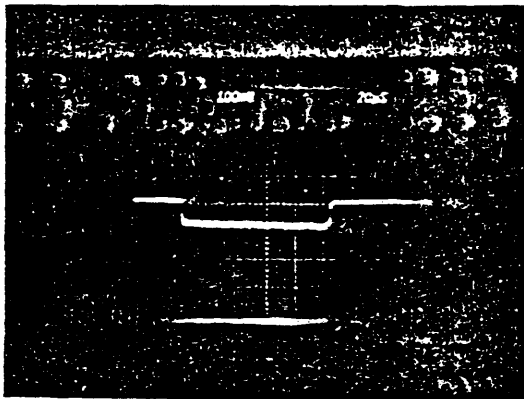
un impulso de permiso de +5 V. Cuando éste no se aplica, el transistor Q1 de conmutación (ver fig. 2.8) no conduce, y el fotocátodo se mantiene unos 30 V positivo respecto al primer dínodo con lo que el fotomultiplicador no opera. Aplicando +5 V a la entrada del aislador óptico, Q1 se conecta, el fotocátodo pasa a -120 V respecto al primer dínodo, y el fotomultiplicador funciona mientras dure la puerta de +5 V (unos 100 μ s).

La señal del ánodo va a un adaptador de línea rápido (LH0033CG) para que el cable largo (20 m) que lleva la señal del detector a la sala de control del experimento no deforme las señales rápidas.

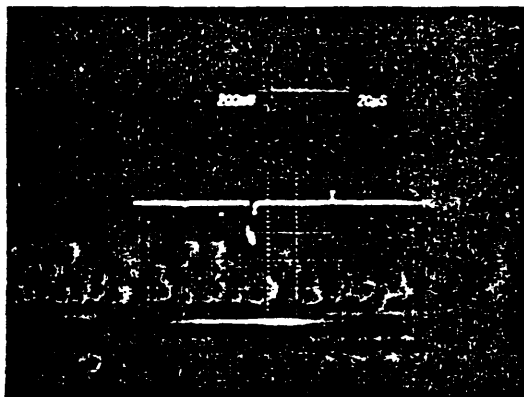
En la fig. 2.9 se muestra la respuesta del detector pulsado a una lámpara continua y a un impulso luminoso de LED, tal como se ve en la pantalla de un osciloscopio rápido (250 MHz).

Un tokamak produce a su alrededor campos magnéticos considerables, sobre todo cuando, como en este caso, tiene un transformador con núcleo de aire. El campo magnético estimado en la región en que se encuentran los detectores es de 30 a 80 Gauss.

Los fotomultiplicadores son sensibles a campos eléctricos y magnéticos. Incluso un campo magnético moderado de unos pocos gauss puede significar una reducción de la ganancia del 50%, dependiendo su efecto de la estructura del tubo, orientación respecto al campo (lo peor es que el campo magnético sea perpendicular al eje del tubo) y del voltaje de operación. Es entonces preciso apantallar el tubo. Para ello, se ha rodeado el fotomultiplicador con un cilindro de material de alta permeabilidad magnética (μ -metal) y con varias



a)



b)

FIG. 2.9.- Respuesta de los detectores pulsados:
a) a una fuente de luz continua (100 mV/div, 20 μ s/div)
b) a un led pulsado (200 mV/div, 20 μ s/div)

capas de teldshield, aleación de no tan alta permeabilidad, separadas del μ -metal por un cilindro de teflon. El μ -metal está conectado al cátodo por una resistencia de $5\text{ M}\Omega$, con lo que hace de pantalla electrostática. Todo el conjunto va insertado en un cilindro de hierro dulce que va atornillado al espectrómetro.

2.2.6 Electrónica de control y adquisición

El control del experimento se realiza lejos del ambiente ruidoso del tokamak. Un esquema bloque de la electrónica se encuentra en la fig. 2.10.

Una señal liberada durante la secuencia de operación del TJ-1 marca el inicio del proceso de medida y dispara el generador de pulsos LA-2 fabricado en la JEN (ver fig. 2.10); éste genera dos pulsos B y C. Uno de ellos (15 V , $10\ \mu\text{s}$) dispara el laser y el otro constituye la puerta de pulsado de los fotomultiplicadores ($+5\text{ V}$, $100\ \mu\text{s}$). Tanto la amplitud como la duración y la separación entre estos pulsos es regulable. La emisión del impulso luminoso del laser ocurre unos 1.2 ms después de la recepción de la señal de disparo, así que ésta ha de ser generada unos 1.2 ms antes que la que pulsa los detectores; éste ajuste se hace experimentalmente, viendo simultáneamente en el osciloscopio el pulsado del fotomultiplicador y el pulso luminoso del laser tal como lo ve uno de los fotodiodos monitor.

La señal que dispara el laser se utiliza en la calibración para pulsar un

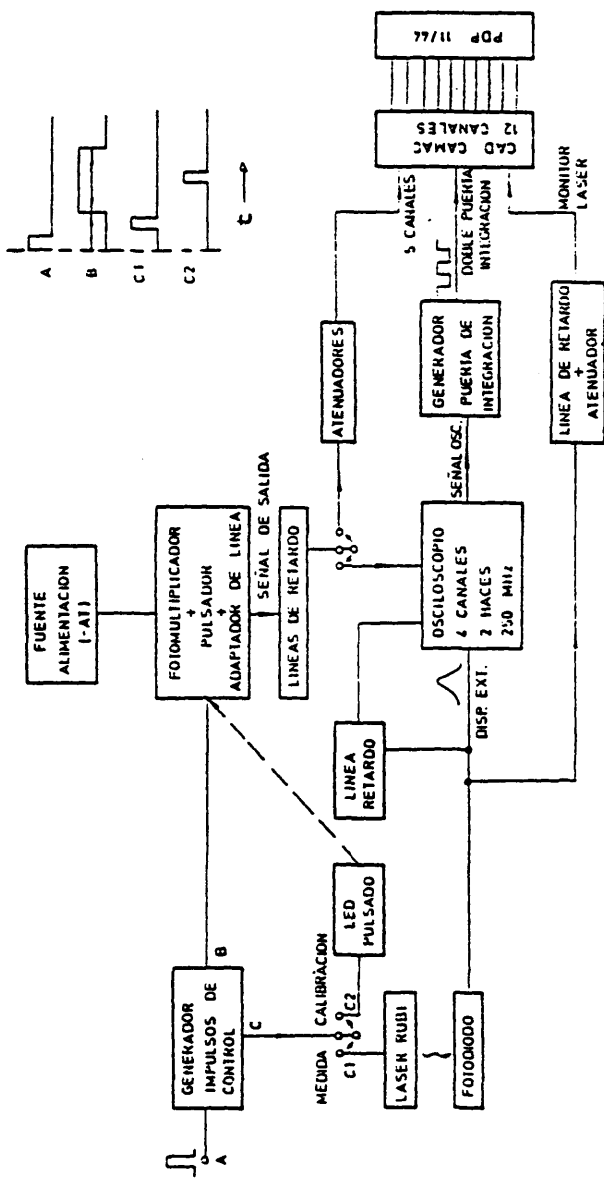


FIG. 2.10.- Diagrama bloque de la electrónica de control y adquisición del sistema de esparcimiento Thomson. En el ángulo superior se muestra la secuencia temporal: A, señal procedente del tokamak; B, señal de pulsado del fotomultiplicador; C1 señal de disparo del laser; C2 pul- sado del led.

led (C2) siendo entonces necesario modificar la separación entre B y C, por ser la emisión luminosa en el led inmediata.

Las señales de los fotomultiplicadores se envían a la sala de control a través de cables coaxiales tipo RG-174 (unos 20 m) insertados en un tubo metálico para evitar la intromisión de ruidos en la pequeña señal que se transmite (decenas o centenas de mV). Estas señales, que durante una medida contienen señal esparcida y ruido, son registradas en un osciloscopio y/o llevadas mediante una bifurcación a un convertidor multicanal CAMAC.

El osciloscopio es un Tektronics de 250 MHz y doble haz, cada uno de ellos controlando un amplificador de dos canales. Disparado externamente con la señal del fotodiodo monitor del laser, con ayuda de líneas de retardo de unos 200 ns, construidas con el mismo tipo de cable coaxial, permite visualizar las señales de los fotomultiplicadores y la del monitor del láser.

En la fig. 2.11 se puede ver la señal de uno de los fotomultiplicadores (negativa) y la del fotodiodo monitor del laser (positiva), retardada.

También o alternativamente, estas señales son las entradas analógicas de un módulo convertidor analógico digital (CAD) CAMAC de 12 canales (LeCroy 2250L). Cada canal del convertidor digitaliza con una precisión de 9 bits la cantidad de carga recibida en sus entradas analógicas durante un pulso puerta (10 a 200 ns) común a los 12 canales, y aplicado externamente. Dispone de una memoria FIFO (primera entrada-primera salida) que permite el rápido almacenamiento de 32 medidas separadas entre sí 10 μ s (mínimo); la constante de conversión es de .5 pC/cuenta, siendo la máxima carga admitida por canal de

248 pC.

El modulo está insertado en un chasis normalizado CAMAC (ULTIMA 3000) dirigido por uno de sus módulos o controlador, un Call-P de Digital; el chasis a su vez está conectado al UNIBUS de un ordenador PDP-11/44, capaz de interaccionar con el controlador.

Por medio del controlador, el ordenador tiene acceso al módulo y es posible mediante subrutinas ordenar la ejecución de determinadas funciones (lectura y borrado de FIFO, control de estado del módulo, etc).

La adquisición de datos se hace de la siguiente manera:

En respuesta a una señal de entrada, que es liberada por el osciloscopio al ser disparado por el fotodiodo láser, un generador (fig. 2.10) produce dos impulsos idénticos separados unos $10 \mu s$ y de anchura 150 ns , que constituyen dos puertas sucesivas para el convertidor CAMAC; cinco de los canales del mismo reciben las señales procedentes de los cinco fotomultiplicadores previamente atenuadas y un sexto canal la señal del fotodiodo del laser, también atenuada. La primera de las puertas está sincronizada con la emisión del láser, de forma que, durante ella, se digitalizan y almacenan en memoria la parte de señal que proviene de esparcimiento con el fondo correspondiente; durante la segunda puerta, se digitaliza solamente fondo. Así, mediante dos lecturas sucesivas de la memoria disponemos de las medidas de señal + fondo y fondo, de donde, tras manipulación mediante programa, se obtienen la temperatura y densidad electrónicas.

En el canal seis, la lectura obtenida es proporcional a la energía emitida en el pulso laser. (En realidad, se utilizan dos fotodiodos, uno que dispara el osciloscopio y se utiliza en el transcurso de la medida como monitor visual del láser, y otro cuya señal es digitalizada en un canal del convertidor).

Durante la calibración este esquema sigue siendo válido; cuando se emplea el led, la salida del generador que se utiliza para disparar el laser se usa para pulsar éste.

La adquisición se suele hacer vía CAMAC, visualizando al mismo tiempo la señal de algún fotomultiplicador y del fotodiodo en el osciloscopio para tener seguridad de que la medida se está haciendo correctamente.

En la fig. 2.12 se muestra un esquema de la secuencia temporal del experimento (indicativo, los tiempos no están a escala).

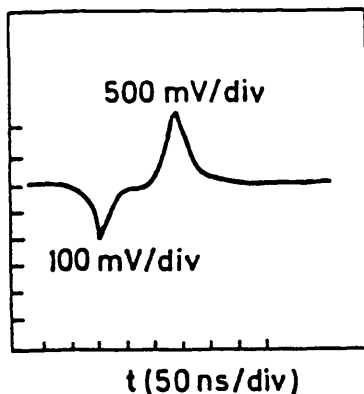


FIG. 2.11.- Señal detectada por uno de los detectores durante una medida de esparcimiento (negativa) y del fotodiodo monitor del laser retardada (positiva).

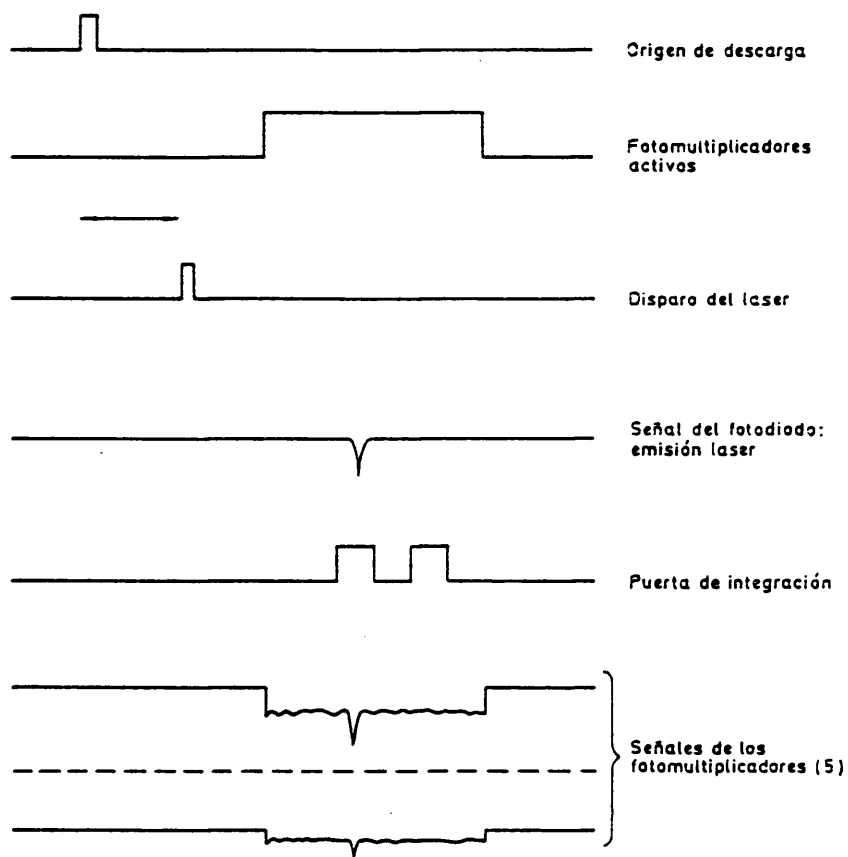


FIG. 2.12.- Secuencia temporal del experimento (los tiempos no están a escala).

2.3 OTRAS TECNICAS

Además de los perfiles obtenidos con esparcimiento Thomson, se han utilizado para este trabajo medidas de radiación. A continuación se describen los sistemas de medida.

2.3.1. ESPECTROSCOPIA

Para medidas de la emisión de líneas de impurezas, del gas base o del continuo, se dispone de un monocromador McPherson 2051 de 1 m de focal, adecuado para la observación de radiación entre 200 y 900 nm. Es del tipo Czerny-Turner, con espejos colimadores y focalizadores esféricos para conseguir perfiles de línea simétricos en todo el intervalo de longitudes de onda; la red es plana y convencional. Se trata de un f/8.6, con una resolución de $.1 \text{ \AA}$ y una dispersión lineal de 8.33 \AA/mm para una red de 1200 líneas/mm, en primer orden.

Lleva incorporado un prisma predispersor (1850 a 26000 \AA) que elimina el efecto de ordenes múltiples y reduce la luz parásita. La cadena de detección consta de un fotomultiplicador EMI-9635QB que trabaja en modo de corriente, y un amplificador de corriente Keithley 427.

Se dispone también de una placa refractora que permite hacer barridos en longitudes de onda de 16 \AA .

En la fig. 2.13 se muestra el monocromador con la óptica de que se ha dotado para la diagnosis de la radiación en el TJ-1.

La observación se hace por una de las ventanas laterales del tokamak, que permite un total acceso a la sección poloidal del plasma. Un par de espejos fijos y otro hexagonal giratorio permiten hacer barridos espaciales del plasma; los dos espejos producen un giro de 90° de la imagen de la rendija del monocromador en el plasma, de manera que la emisión que llega a la red proviene de una zona estrecha del plasma (1 cm) en la dirección vertical. El sistema óptico se completa con una lente de 500mm de focal. Se pueden hacer barridos del plasma en .4 ms, cada 1.2 ms, de forma que se puede obtener en una sola descarga información sobre la distribución espacial y la evolución temporal de la emisión del plasma para una longitud de onda particular.

También es posible como se ha dicho, hacer barridos en longitudes de onda, en el momento elegido de la descarga.

2.3.2. BOLOMETRIA

La radiación emitida por un plasma caliente se extiende en un amplio intervalo espectral, desde el infrarrojo lejano (emisión ciclotrón) hasta los

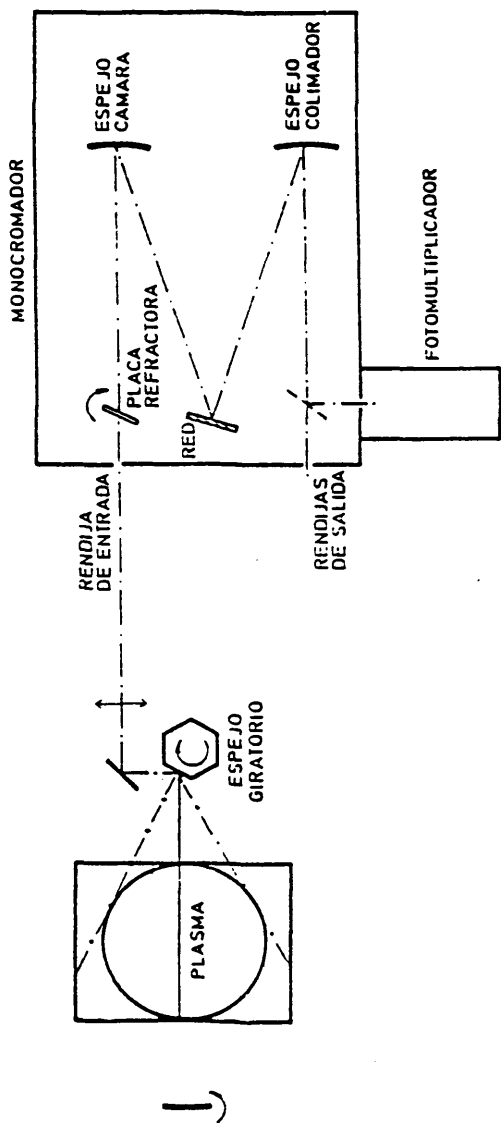


FIG. 2.13.- Sistema experimental para la observación espectroscópica de la emisión del plasma en el visible.

rayos X (radiación de enfrenamiento y emisión de línea de impurezas) y constituye un canal importante de pérdidas de energía electrónica. Es esencial, pues, disponer de un medidor de las pérdidas de radiación.

En el TJ-1 se han instalado dos bolómetros: un detector piroeléctrico y un bolómetro de cuarzo (13).

Los detectores piroeléctricos utilizan un material que genera una corriente en respuesta a un cambio de temperatura, son detectores de potencia. El piroeléctrico utilizado es de LiTaO₃ (PI 30 Molectron), con amplificador incorporado. En la fig. 2.14 se muestran sus características de respuesta y sensibilidad.

El piroeléctrico está montado (fig. 2.15) en el interior de la cámara de vacío, colimado para que reciba la emisión procedente de una cuerda diametral del plasma. Es sensible tanto a radiación como a partículas, ya que no lleva ninguna ventana, pero al estar colimado se supone que la contribución de partículas es mínima. Está aislado de la cámara del tokamak y apantallado electrostáticamente para evitar interferencias eléctricas.

Se ha utilizado el mismo plasma como fuente para calibrarlo (13): la potencia radiada se puede suponer que es casi igual a la óhmica en descargas muy contaminadas. Se estima así un límite superior de la potencia radiada, incluyendo posibles pérdidas de partículas.

La radioluminiscencia del cuarzo y su frecuente uso como ventana de acceso de algunos diagnósticos en los dispositivos de fusión, se han aprovechado con

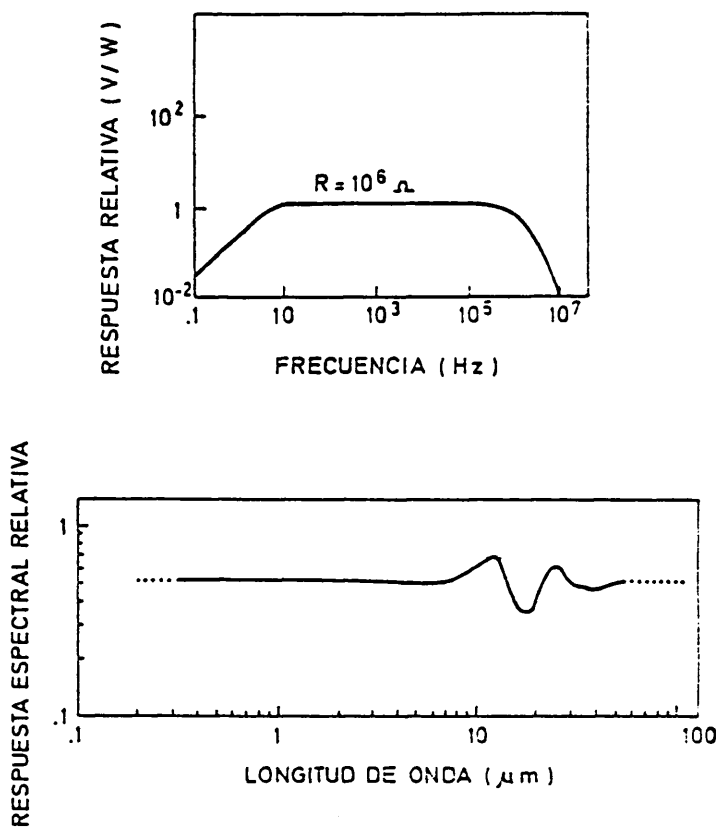


FIG. 2.14.- Características del detector piroeléctrico en cuanto a respuesta en frecuencia y longitud de onda.

finés bolométricos en el TJ-1 (13).

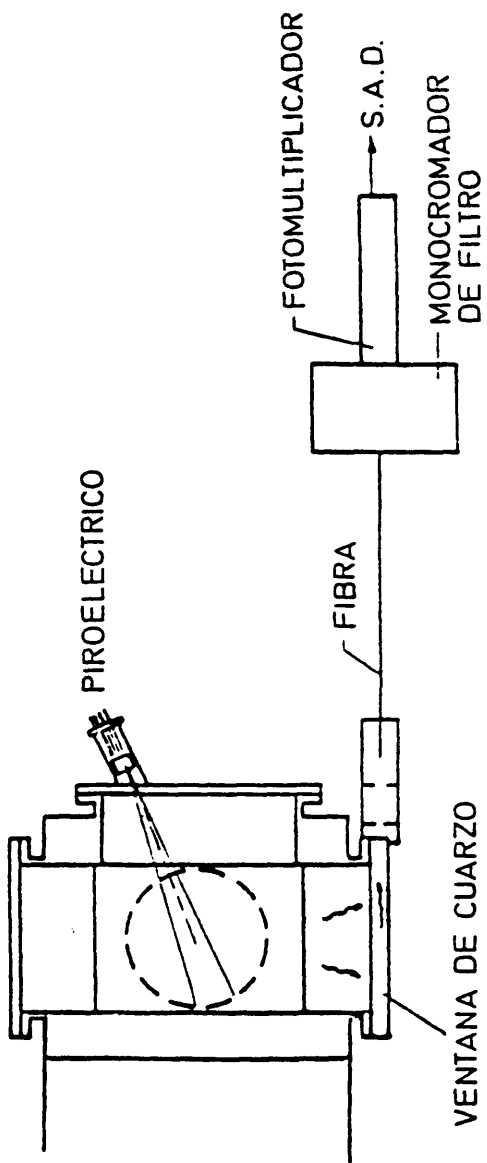
La ventana óptica del cuarzo se extiende de $.18$ a $4\mu\text{m}$, de manera que los fotones con longitud de onda menor de 1800 \AA son absorbidos (corresponden a la zona en que la potencia radiada por los plasmas calientes es mayor). La absorción del fotón crea pares electrón-hueco en el material que, en su proceso de recombinación, emite luz. Las partículas que proceden del plasma tales como electrones, protones o neutros son detenidas, lo mismo que los fotones de UVV, en unas pocas micras de la superficie del material.

En la fig. 2.15 se muestra el bolómetro de cuarzo en la ventana inferior del tokamak. La ventana de cuarzo tiene un espesor de 1 cm y se estima a partir del coeficiente de absorción de masa (14) que los fotones con energías comprendidas entre 9 eV y 20 keV son casi completamente absorbidos. Los fotones con energías más altas sólo dejan alguna energía a su paso por el cuarzo.

La luz producida por radioluminiscencia es recogida por una fibra óptica de plástico (HP-3589) de 4 m de longitud, colocada en un lateral de la ventana (fig. 2.15) y es llevada al sistema de detección que se encuentra lejos y apantallado del tokamak. La guía de luz está acoplada a un monocromador de filtro de baja resolución (Oriel- 7155) con un fotomultiplicador EMI- 9635B.

El monocromador se opera con una resolución de $10-20 \text{ nm}$ centrado a 420 nm , longitud de onda próxima al máximo de la banda de emisión inducida del cuarzo. El fotomultiplicador se opera con una ganancia 10^6 y un tiempo de respuesta de $10 \mu\text{s}$, fijado por el amplificador de corriente.

TOKAMAK



- 47 -

FIG. 2.15.- Disposición de los bolómetros en el tokamak T.J-1. (S.A.D.= Sistema de adquisición de datos).

En (13) se explican en detalle las pruebas que se realizaron para comprobar que el detector de cuarzo era un buen monitor de radiación total.

Las diferencias principales entre ambos bolómetros es que el de cuarzo no es sensible a emisión en el visible y que , mientras el piroeléctrico observa emisión a lo largo de una cuerda, a éste puede llegarla radiación inducida en cualquier punto de la ventana que cubre toda la sección del plasma.

Aunque el piroeléctrico ve una anchura espectral mayor y es el que se utiliza como referencia y para calibración, el de cuarzo tiene la gran ventaja de su simplicidad (fuera de la cámara de vacío, lejos del tokamak). Se han utilizado indistintamente ambos detectores.

3. AJUSTE Y OPERACION DEL SISTEMA DE ESPARCIMIENTO THOMSON

Se describe en este capítulo el alineamiento, calibrado y procesado de señal que se han desarrollado para la medida de temperaturas y densidades electrónicas con el sistema de esparcimiento Thomson del TJ-1. Esta es un sistema complicado desde el punto de vista óptico, y crítico por nivel de señal, por lo que es importante disponer de métodos de alineamiento precisos. Su estabilidad es esencial para que sea operativo.

El sistema ha sido calibrado relativa y absolutamente (esparcimiento Raman). La calibración absoluta es necesaria si se desea obtener valores absolutos de densidad; la medida de la temperatura solamente exige una calibración relativa.

Se explican los programas elaborados para el control del experimento por ordenador y para la adquisición y procesado de señales para la obtención de temperatura y densidad.

3.1. ALINEAMIENTO

Para que la operación del sistema sea óptima es necesario que el alineamiento parcial y global de las partes que integran el experimento sea

correcto. Una falta de alineamiento implicaría disminución de la relación señal/ruido, ya fuese por aumento de luz parásita o por falta de eficiencia en la detección de la luz esparcida. Puede ser incluso crítica para realizar la medida debido a la pequeñez intrínseca de la señal que se quiere medir.

Se han desarrollado por ello varios procedimientos para alinear el complicado sistema laser-tokamak-sistema de colección y detección.

a) Alineamiento del laser con el focalizador y el tokamak

Se hace un disparo sobre un trozo de papel polaroid ya expuesto colocado a la entrada del focalizador, en donde queda señalado el impacto del haz (se puede apreciar así la mencionada falta de uniformidad del haz). Disponemos de un láser auxiliar de He-Ne situado al lado del laser de rubí, paralelo a él, cuyo haz se hace coincidir con la trayectoria del de potencia mediante dos espejos, uno de los cuales se fija al banco del laser de rubí, centrando el haz auxiliar en el espejo de salida de la cavidad laser y en la señal dejada sobre el polaroid. Tenemos entonces una referencia del camino seguido por el impulso gigante.

El banco del laser de potencia está unido al armazón metálico soporte de todo el experimento mediante cuatro tornillos regulables que permiten desplazarlo ligeramente en dirección vertical y horizontal. El haz de referencia se centra así en la entrada y salida del focalizador.

Este ajuste sólo ha sido necesario hacerlo la primera vez. Se ha mantenido estable desde entonces.

El haz del laser ha de entrar verticalmente en el tokamak para que no choque en la ventana de entrada y esté centrado en la de observación. De nuevo es útil el laser auxiliar, esta vez usando la señal dejada por el laser de rubí en polaroid situado en el lugar de focalización. Con una plomada y los movimientos de cabeceo y giro que posee el focalizador, se centra el volumen de esparcimiento en el tokamak. Se comprueba que el haz de referencia entra limpiamente en todos los diafragmas de entrada, cualquiera que sea la posición radial de medida; en caso contrario se corrige desplazando los raíles sobre los que se desliza el experimento.

La correcta entrada del laser en el tokamak se comprueba y corrige, si es necesario, un par de veces al mes, ya que el tokamak se puede mover tras un periodo de descargas.

b) Alineamiento de la cadena de detección y colección

Una vez fijada la posición del volumen de esparcimiento se coloca en ese punto la lámpara de tungsteno con un diafragma rectangular simulando el volumen de esparcimiento (su posicionamiento es correcto cuando el haz laser de alineamiento está centrado en el diafragma).

Los tres largos tornillos que sujetan el colector permiten variar su inclinación hasta que la transmisión de la fuente luminosa sea óptima e incida correctamente en los filtros reyectores que fueron ajustados con la angulación y la distancia entre ellos correctas antes de introducirlos en su posición en

el sistema. Rutinariamente se comprueba el alineamiento del bloque de colección iluminando a la inversa con una linterna y observando donde se forma la imagen.

El resto del alineamiento visual del espectrómetro se hace fácilmente gracias a las posibilidades mecánicas de movimiento de que se ha dotado a los elementos que lo componen. Hecho éste, se coloca un filtro interferencial a la salida del colector que deja pasar una banda de unos 100 nm centrada a 700 nm; este filtro permite hacer el alineamiento con una radiación espectralmente similar a la esparcida Thomson, lo que elimina incertidumbres, ya que el sistema óptico no está corregido de aberración cromática.

Finalmente el ajuste último se realiza fotoeléctricamente, ya que la focalización en el fotocátodo de los detectores es muy crítica por su pequeño tamaño.

Este alineamiento de toda la cadena de colección-detección es el más trabajoso, pero una vez efectuado es extremadamente estable.

Además, el estar instalado todo el experimento en el mismo armazón metálico, facilita enormemente el alineamiento, ya que no se pierde por desplazamientos globales como los que hay que hacer para corregir los movimientos del tokamak o simplemente en el proceso de medida, al barrer espacialmente el plasma.

La falta de estabilidad o la dificultad de alineamiento en un sistema de este tipo puede llegar a hacerlo inoperante. En este caso, ya se ha mencionado

la frecuencia con que se hacen los alineamientos, siendo el único que rutinariamente se lleva a cabo el de los espejos del laser de rubí mediante un autocolimador y de la célula de Pockels con el método clásico de los polarizadores cruzados.

3.2. CALIBRACION

Un sistema multicanal de esparcimiento Thomson para medir temperaturas y densidades electrónicas de un plasma exige:

- Una calibración relativa, suficiente para determinar las temperaturas electrónicas pero sólo densidades relativas.

- Una calibración absoluta para la medida de densidades electrónicas absolutas (ver ec. 2.6).

3.2.1. Calibración relativa

Para conocer in situ la longitud de onda central de cada canal, se utiliza un filtro interferencial centrado en 700 nm cuya curva de transmisión espectral es conocida. Empleando la lámpara de tungsteno ya mencionada para

simular el volumen de esparcimiento, cuyo espectro es prácticamente plano en la zona cubierta por el espectrómetro, se mide la luz transmitida por cada canal con el filtro de 700 nm colocado justamente tras el colector y sin él, siendo:

$$\frac{\text{Señal con filtro de 700 nm}}{\text{Señal sin filtro de 700 nm}} = T_F(\lambda_i)$$

$T_F(\lambda_i)$ es la transmisión del filtro de 700 nm a la longitud de onda central del canal i , λ_i .

Y de la curva de transmisión del filtro de 700 nm se obtienen las longitudes de onda centrales de los canales.

La respuesta espectral relativa del canal i del espectrómetro se puede escribir como:

$$r_i(\lambda) = R_i \rho_i(\lambda)$$

en donde $\rho_i(\lambda)$ describe el perfil espectral del canal i , normalizado de modo que

$$\int_0^{\infty} \rho_i(\lambda) d\lambda = 1$$

y R_i es la sensibilidad integrada relativa del canal i .

Primero hemos medido $r_i(\lambda)$ para el espectrómetro sin detectores. Para ello, iluminando el sistema de la forma mencionada con la lámpara de

tungsteno, y utilizando un monocromador (Mc Pherson 2051) se ha determinado el espectro relativo de la radiación a la salida de cada uno de los filtros del espectrómetro, es decir, los $\rho_i(\lambda)$.

La intensidad total transmitida por cada filtro se mide con un fotodiodo de Si (UDT-100), en modo fotoconductor, obteniendo el factor relativo R_i , y así la respuesta espectral relativa $r_i(\lambda)$, arbitrariamente normalizada al valor de pico del filtro de mayor longitud de onda (fig. 3.1). La sensibilidad relativa integral se calcula en el caso ideal de no haber pérdidas (ni divergencia del haz ni reflexiones) por aplicación de la expresión:

$$R_i = T_i^p A_i$$

con

T_i^p : Transmisión de pico

A_i : Superficie espectral del filtro i para transmisión unidad.

En la fig. 3.2 se muestra el efecto espectral de cada filtro sobre el haz luminoso a medida que éste va recorriendo el espectrómetro.

Estas figuras son ilustrativas de las características espectrales del espectrómetro de filtros y de gran ayuda para optimizar su diseño, pero lo que tiene interés e interviene a la hora de medir en el plasma es la respuesta relativa de los canales con detectores y electrónica incluidos. Esta calibración global se lleva a cabo utilizando dos fuentes distintas para simular la luz esparcida: un diodo emisor de luz (led) y la lámpara de

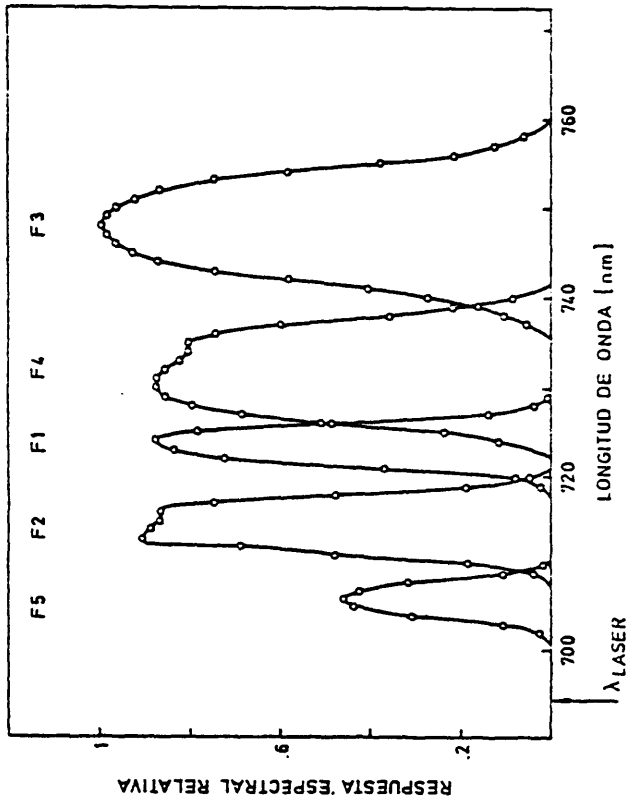


FIG. 3.1.- Respuesta espectral relativa del espectrómetro de filtros. F1...F5 se refiere a su posición en el espectrómetro.

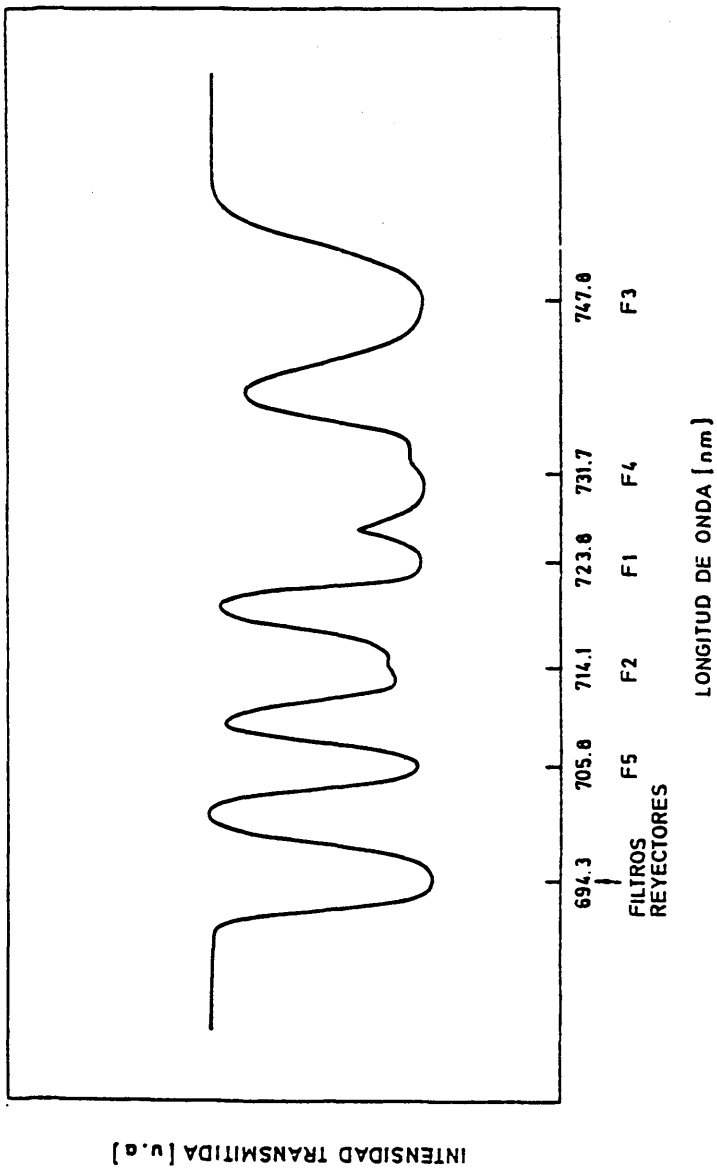


FIG. 3.2.- Intensidad relativa de una fuente luminosa espectralmente plana en este intervalo de longitudes de onda, una vez que ha recorrido el espectrómetro. Se puede apreciar el efecto de los distintos filtros.

tungsteno.

La lámpara de tungsteno halógena, EG&G 597-1, calibrada en irradiancia se utiliza con un difusor (EG&G, 590-31) también espectralmente calibrado. Es una fuente continua y extensa (diafragmada al tamaño del volumen de esparcimiento) y muy plana en la zona espectral de interés.

El led usado es un HP-HEMT-6000, cuyo espectro de emisión relativo centrado a 7100 Å se ha medido en el laboratorio (fig. 3.3). El led puede pulsarse durante decenas de ns, reproduciendo las características temporales y espectrales de la radiación esparcida Thomson. Es excelente para comprobar la respuesta temporal de toda la cadena electrónica de detección.

Se ha determinado la sensibilidad relativa integral de cada canal con ambas fuentes. Este parámetro no depende sólo de las características espectrales de los filtros y de su disposición geométrica, sino que intervienen también la eficiencia cuántica, ganancia del detector, atenuaciones de la transmisión, etc.

Sea $I_0(\lambda_i)$ la intensidad luminosa relativa de la fuente a la longitud de onda del filtro i , y V_i la señal del detector i en voltios. La respuesta global relativa integrada del canal i es:

$$R_i^F = \frac{V_i}{I_0(\lambda_i)}$$

Comparando los valores de R_i y R_i^F , se encuentra la respuesta relativa de

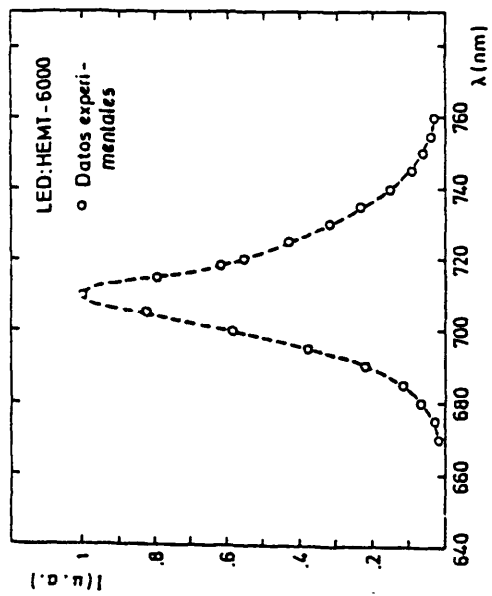


FIG. 3.3.- Espectro relativo de la emisión del led.
Es independiente del régimen de funcionamiento (pulsado o continuo).

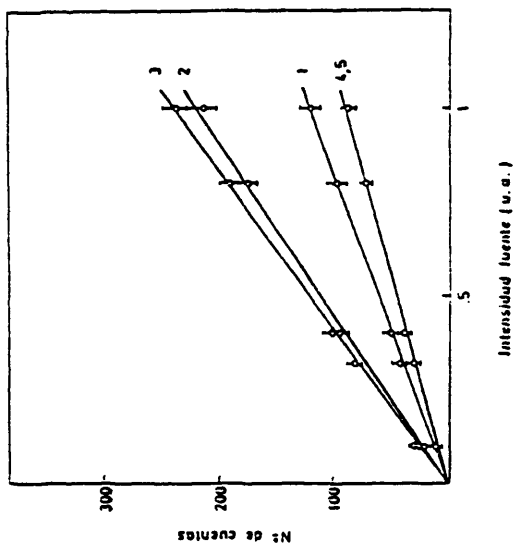


FIG. 3.4.- Respuesta relativa, en nº de cuentas de los distintos canales a la intensidad de la fuente luminosa.

los fotomultiplicadores.

Estas medidas se han hecho con la misma tensión de polarización para todos los detectores; para obtener una respuesta similar se aplican tensiones de polarización ligeramente distintas. En la fig. 3.4 se muestra la respuesta de los distintos canales en función de la intensidad de la fuente luminosa. La intensidad se variaba mediante filtros neutros.

Dividiendo las señales medidas por los factores R_i^F , se reconstruye el espectro de la fuente, en particular el de esparcimiento Thomson. Como normalmente se hace la adquisición digitalmente, en lugar de voltios se emplean cuentas y en lugar de las R_i^F se utilizan sus inversas: $CTE_i = 1/R_i^F$.

3.2.2. Calibración absoluta: esparcimiento Raman

Una calibración absoluta del sistema de esparcimiento Thomson es necesaria para determinar densidades electrónicas absolutas.

Siempre es conveniente disponer de algún procedimiento para hacer la calibración en las condiciones lo más cercanas a las de medida que sea posible. Lo ideal es realizar otro tipo de esparcimiento en condiciones controlables, de manera que la geometría utilizada sea la misma y no sea necesario preocuparse ni de la eficiencia de los detectores ni de la potencia absoluta del laser. Es posible entonces determinar las constantes globales de

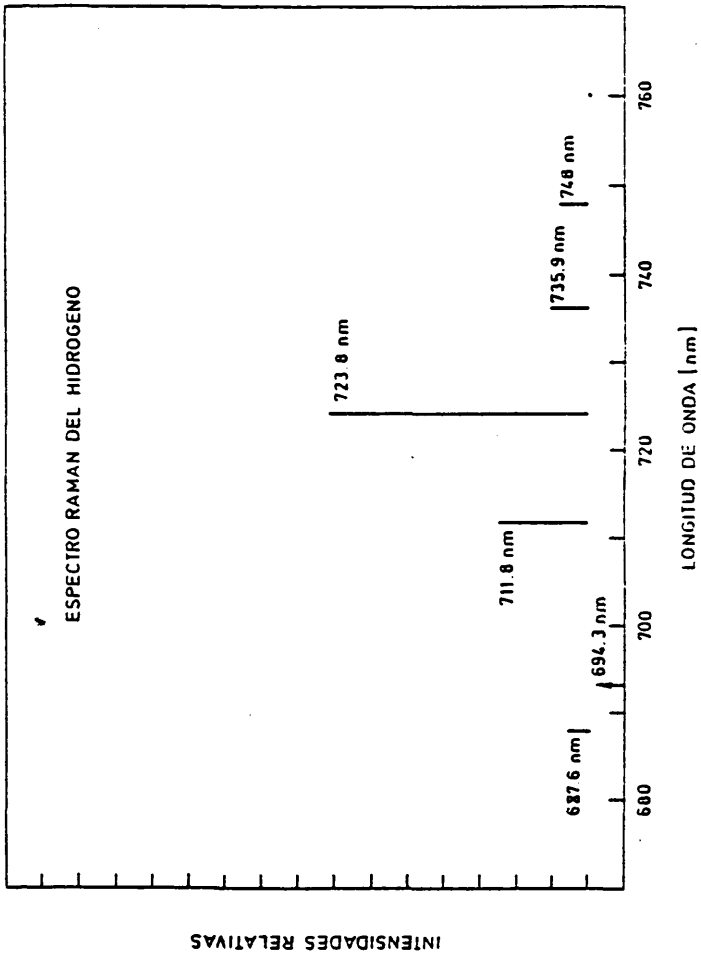


FIG. 3.5.- Espectro rotacional Raman del hidrógeno molecular.

calibración, es decir, calibrar absolutamente el sistema.

Se suele acudir a algún proceso de esparcimiento en gases, como el Rayleigh o Raman (13, 16). La radiación esparcida Rayleigh tiene un espectro similar al de la luz parásita, eliminada por los filtros reyactores y es, por tanto, imposible de medir con este espectrómetro.

El espectro Raman consiste en una serie de líneas discretas distribuidas a ambos lados de la longitud de onda del laser fuente muy separadas entre sí en comparación con la anchura de las líneas. Este proceso implica cambios en estados rotacionales o vibracionales de la molécula. El espectro vibracional se encuentra muy alejado en longitud de onda de la del laser, demasiado para que sea útil en la calibración.

Se ha utilizado esparcimiento Raman en hidrógeno molecular. En la fig. 3.5 se muestran las intensidades relativas y la posición espectral de las líneas del espectro Raman para el esparcimiento de un laser de rubí por hidrógeno molecular. Como se puede apreciar en las figs. 3.1 y 3.2, hay varios canales del espectrómetro que detectan alguna línea del espectro rotacional Raman, siendo el más favorecido el de 724 nm (F1) por corresponderle la línea más intensa.

Las intensidades de las líneas y sus longitudes de onda se han evaluado según (17).

La regla de selección de las transiciones rotacionales es $\Delta J = \pm 2$, siendo J el número cuántico rotacional. En este caso interesan sólo las transiciones

$J \rightarrow J+2$, que caen en la zona espectral en que medimos.

La intensidad de cada línea está determinada por el producto de la sección eficaz \times fracción de moléculas en el estado inicial apropiado.

La longitud de onda Raman para una transición $J \rightarrow J'$ es

$$\lambda_{J \rightarrow J'} = \frac{1}{\tilde{\nu}_0 + \Delta\tilde{\nu}}, \quad \tilde{\nu}_0 = \frac{1}{694.3 \text{ nm}} = 14402 \text{ cm}^{-1}$$
$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{E_J - E_{J'}}{hc}$$

Para el estado vibracional fundamental:

$$\frac{E_J}{hc} = B_0 [J(J+1)] - D_0 [J(J+1)]^2 + H_0 [J(J+1)]^3$$

siendo $B_0 = 59.3392 \text{ cm}^{-1}$

$$D_0 = .04599 \text{ cm}^{-1}$$

$$H_0 = 5.21 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$$

$$\text{Aproximadamente } D_0 = H_0 = 0 \Rightarrow \Delta\nu = -(4J+6) B_0 \text{ y } E_J/hc = B_0 [J(J+1)].$$

Para una fuente linealmente polarizada, la sección eficaz Raman de la transición $J \rightarrow J'$:

$$\sigma_{J \rightarrow J'} = \frac{7(2\pi)^4 S(J) \gamma^2}{45 \lambda_{J \rightarrow J'}^4} \text{ [cm}^2\text{]}$$

con

$$S(J) = \frac{3(J+1)(J+2)}{2(2J+1)(2J+3)}, \quad J \rightarrow J+2$$

y γ = anisotropía del tensor polarizabilidad molecular.

$$\gamma^2(694.3 \text{ nm}) = 9.28 \times 10^{-50} \text{ cm}^6$$

La fracción de moléculas en estado J:

$$F_J = Q^{-1} g_J(2J+1) \exp\left(-\frac{E_J}{kT}\right)$$

$$F_J = \frac{n_J}{n_0}$$

Q es la función de partición rotacional ($\sum_{J=0}^{\infty} F_J = 1$)

g_J , degeneración del nivel J; 1 si J es par, 3 si J es impar.

La intensidad relativa de la línea J \rightarrow J' :

$$I_{J, \text{rel}} = F_J \cdot \sigma_{J \rightarrow J'}$$

Los valores de las intensidades relativas y de otras cantidades de interés

$J \rightarrow J+2$	λ (Å)	σ ($\times 10^{31}$ cm ²)	$I_{J,rel}$
0 \rightarrow 2	7118	8.7	1.1
1 \rightarrow 3	7238	8.2	3.3
2 \rightarrow 4	7359	7.6	.4
3 \rightarrow 5	7480	7.2	.3

TABLA I

Longitud de onda, sección eficaz e intensidad relativa de algunas transiciones Kaman

calculadas se dan en la tabla 1.

La intensidad de la línea $\lambda_{j \rightarrow j+2}$, emitida en el ángulo sólido de detección, $\Delta\Omega$, es:

$$I^R(J) = n_j \sigma_{j \rightarrow j+2} E_L^R L \Delta\Omega = n_0 F_j \sigma_{j \rightarrow j+2} E_L^R L \Delta\Omega$$

siendo L la longitud del volumen de esparcimiento, n_j la densidad de moléculas del gas en cm^{-3} , $\sigma_{j \rightarrow j+2}$ en cm^2 y E_L^R la energía del laser.

La señal detectada en el canal i (sólo hay una línea por canal) es, en número de cuentas (adquisición mediante CAD):

$$C_i^R = I^R(J) \rho_i(\lambda_{j \rightarrow j+2}) f_i$$

siendo $\rho_i(\lambda_{j \rightarrow j+2})$ la respuesta relativa del canal i a la longitud de onda $\lambda_{j \rightarrow j+2}$, y f_i un factor que depende de la eficiencia cuántica y ganancia del detector.

En el caso de esparcimiento Thomson, la energía esparcida por unidad de longitud de onda es:

$$\frac{dI^T}{d\lambda} = n_e E_L^T L \Delta\Omega \frac{r_0^2}{a\sqrt{\pi}} \exp\left\{-\frac{\Delta\lambda(\text{\AA})^2 \cdot 2.64 \times 10^{-3}}{T_e(\text{eV})}\right\}$$

donde

$$a = 2 \lambda_0 \left(\frac{kT_0}{m c} \right)^{1/2} = 1.94 \times 10^{-7} \sqrt{T_0(\text{eV})} \text{ cm}, \quad \lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$$

$$r_0^2 = 7.95 \times 10^{-26} \text{ cm}^2, \quad \Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$$

El número de cuentas Thomson detectadas en cada uno de los canales i es:

$$C_i^T = T R_{i-1} (\eta G)_i \int_{F_i} I^T(\lambda) \rho_i(\lambda) d\lambda \approx$$

$$= T R_{i-1} (\eta G)_i I^T(\lambda_i) A_i$$

siendo:

R_{i-1} factor en que le llega atenuada la luz al filtro i debido a la reflexión en el $i-1$ y a pérdidas producidas entre ellos. ($R_0 = 1$).

$$A_i = \int_{F_i} \rho_i(\lambda) d\lambda, \text{ el área de transmisión del filtro } i.$$

La relación entre la señal Thomson esparcida a la longitud λ_i y las cuentas detectadas en el canal i es:

$$\text{CTE}_i = \frac{I^T(\lambda_i)}{C_i^T} = \frac{1}{T R_{i-1} (\eta G)_i A_i}$$

En nuestro caso, las constantes que hemos hallado en la calibración relativa están normalizadas al canal 1, es decir:

$$\text{CTE}_1^m = 1; \quad \text{CTE}_i^m = \frac{\text{CTE}_i}{\text{CTE}_1}, \text{ para } i \neq 1$$

y la señal Thomson a 694.3 nm se relaciona con la encontrada utilizando la calibración relativa en la forma:

$$I_0^T = \frac{A}{\Gamma (\sigma G)_2 A_2}$$

A es la intensidad relativa Thomson a 694.3 nm, en número de cuentas.

Por otra parte, la señal Raman en el canal 1, en número de cuentas es

$$C_1^R = \Gamma (\sigma G)_1 I_0^R E_1^R$$

y comparando con la anterior:

$$I_0^T = \frac{A I_0^R E_1^R}{C_1^R A_2}$$

$$\text{como } I_0^T = E_1^- L \Delta \Omega \frac{r_0^2}{4\pi r^2} n_e$$

se puede obtener la densidad electrónica:

$$n_e = \frac{E_1^R}{E_1^-} \frac{A \rho_1}{C_1^R A_2} \frac{4}{7} \frac{1}{C_2^R} n_0 \frac{a\sqrt{\pi}}{r_0^2} \quad (3.1)$$

El factor 4/7 que aparece en la fórmula está originado por la selección de una sola polarización de la luz Raman, siendo las contribuciones de ambas polarizaciones:

$$\frac{4}{7} \sigma_R = \sigma_{\parallel} \quad \text{y} \quad \frac{3}{7} \sigma_R = \sigma_{\perp} \quad \left[\sigma_R \equiv \sigma_{J \rightarrow J+2} \right]$$

La componente perpendicular es prácticamente eliminada, de ahí el factor $4/7$. \parallel y \perp se refieren a la polarización respecto a la del haz incidente.

El gas que se ha elegido para hacer esta calibración ha sido, como ya se ha mencionado, H_2 . La elección del gas depende de la zona del espectro que se esté observando, de la distribución de los canales y de que, si alguna línea Raman cae en ellos, sea suficientemente intensa para su detección.

El poder utilizar H_2 es una ventaja del sistema, ya que cualquier otro gas contaminaría en mayor o menor grado la pared del tokamak.

Como ya se ha dicho, varias líneas Raman caen en los canales del espectrómetro de filtros, siendo la más favorable en cuestión de intensidad de línea y eficiencia del canal, la línea con 7238 \AA que corresponde al primer canal del espectrómetro ($\lambda_1 = 7238 \text{ \AA}, \Delta\lambda = 54 \text{ \AA}$).

Se han hecho medidas con presiones de llenado de la cámara desde 20 hasta 150 torr de H_2 ; el llenado ha de hacerse lentamente, para evitar el levantamiento de partículas de polvo que den lugar a esparcimiento Mie. El manómetro ha de ser de precisión pues la calibración es muy sensible a errores de lectura de presión. En la fig. 3.6 se muestra el resultado de dichas medidas que refleja la linealidad del sistema. La barra de error asociada a

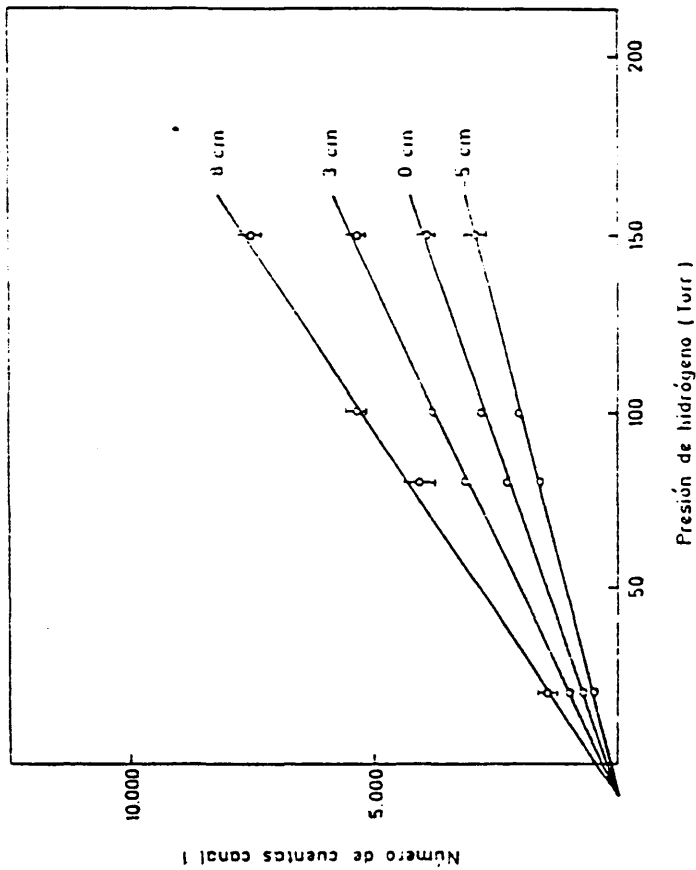


FIG. 3.6.- N° de cuentas detectadas en el canal I durante la calibración Kamin, para distintas presiones de llenado de hidrógeno. Se muestra el resultado para todas las posiciones de medida.

cada punto es la fluctuación de la medida realizada varias veces (se indica sólo en los casos significativos). Se ha detectado un decalaje del medidor de presión de 10 torr.

Se han efectuado medidas en las cuatro posiciones radiales de focalización del laser, encontrándose que no todas ellas son equivalentes y deduciéndose los factores relativos de corrección.

O sea, que ya hay un factor en la calibración relativa que depende de la posición de medida. De no haber realizado la calibración Raman, la calibración relativa antes descrita hubiese dado perfiles de n_i erróneos. Esto se debe a que los orificios de entrada del laser en la cámara no son iguales y el diafragma del colector se ha optimizado para la posición central de medida.

Por último se ha utilizado la ec.(3.1) para calcular el valor absoluto de la densidad en una medida con esparcimiento Thomson que, utilizando por ejemplo una presión de llenado de H_2 de 150 torr, se reduce a:

$$n_i = \frac{E_i^R}{E_i^T} 6.11 \times 10^{12} \sqrt{T_e(\text{eV})} \frac{A}{C_1^R(150 \text{ torr})} \text{ [cm}^{-3}\text{]} \quad (3.2)$$

siendo C_1^R (150 torr) el número de cuentas Raman obtenidas en el canal 1, un número fijo para cada posición de medida.

En la tabla 2 se dan los resultados de la calibración: longitudes de onda centrales de los canales, constantes relativas y factor absoluto.

Canal	$\lambda(\text{\AA})$	$\Delta\lambda(\text{\AA})$	C_{TE}^{*1}	$\sigma_{C_{TE}}(\%)$
1	7238	54	1	3
2	7141	72	3.4	6
3	7478	125	1.2	10
4	7317	117	4	4
5	7053	117	10	3

* Normalizadas

Factores absolutos para la obtención de n_e (ver ec. 3.2):

$$f^R = \frac{6.11 \times 10^{12}}{C_1^R (150 \text{ Torr})}$$

Posición de medida	$f^R (x 10^3)$
-5	3.8
0	5.5
+3	5.6
+8	5.5

TABLA 2

Resultados de la calibración del sistema de esparcimiento. Se indican las longitudes de onda, anchuras espectrales, constantes de calibración relativas y sus errores de cada canal, y se dan los factores obtenidos mediante calibración Raman para cada posición de medida.

3.3 ADQUISICION Y PROCESADO DE SEÑALES

Se ha mencionado que la adquisición habitual de datos se hace mediante un sistema Camac (18), tanto en medidas de T_e y n_e , como en calibración, de manera que la parte fundamental del experimento se controla por ordenador. Describiré a continuación el programa Fortran que se ha elaborado para calibrar, medir y analizar los datos. El diagrama de flujo se encuentra en la fig. 3.7, y un listado en el apéndice 3. El mismo programa se puede emplear para analizar datos en tiempo real o bien para reanalizar datos antiguos.

Un primer bloque lo constituye un conjunto de subrutinas Camac que pueden o deben ser llamadas en el transcurso de una medida, independientemente del objetivo de ésta (calibración, medida de T_e y n_e). El protocolo seguido es el siguiente:

1) Puesta en funcionamiento del controlador Camac, que actúa de interfase entre la PDP-11/44 y el conversor analógico digital.

2) Inicialización: Borrado del contenido de la memoria FIFO del módulo.

En este momento llega al módulo, sincronizada con la señal que se desea medir, la doble puerta durante la cual digitalizará éstas las señales que reciba. Durante el primer impulso puerta almacenará la señal de esparcimiento y el fondo (luz parásita + luz del plasma) que la acompaña y durante el segundo, solamente el fondo (luz del plasma)(ver fig 2.13).

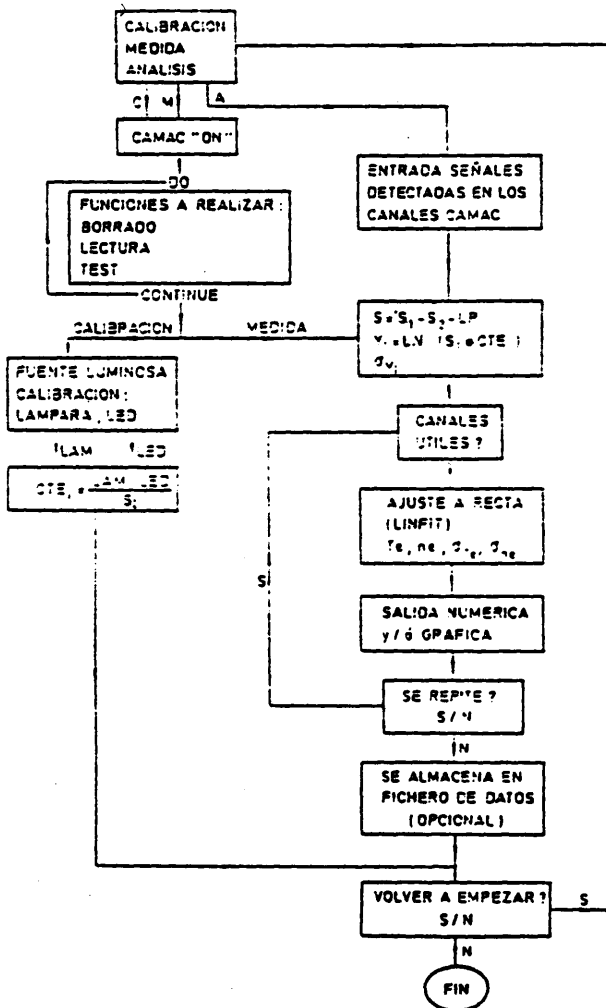


FIG. 3.7.- Diagrama de flujo del programa de adquisición y procesado de datos del sistema de espaciamiento Thomson.

3) Lectura de los datos almacenados. La memoria interna FIFO puede almacenar 32 datos/canal, es decir 16 medidas con la doble puerta, tras lo cual debe ser leída. Los datos pueden analizarse inmediatamente o guardarse en un fichero para análisis posterior.

4) Análisis de datos

Si los datos leídos han sido obtenidos en el curso de una calibración del sistema con una de las fuentes luminosas utilizadas simplemente se calculan las constantes de calibración asociadas a cada canal como:

$$CTE_i = \frac{I_s(\lambda_i)}{S_i}$$

$I_s(\lambda_i)$ = Intensidad de la fuente patrón a la longitud de onda central del canal

i. S_i = Señal detectada por el canal i, en número de cuentas.

Estas constantes son datos de entrada para el análisis en una medida de esparcimiento.

Si los datos corresponden a una medida de esparcimiento Thomson, se obtienen las señales netas de esparcimiento restando de la señal+ fondo (primera puerta), la luz de fondo del plasma (segunda puerta) y la luz parásita previamente medida, corrigiendo por las constantes de cada canal. Se toma el logaritmo neperiano de esas señales ($Y_i = \ln S_i$) y se calcula el error asociado según la estadística de fotones

(cálculo de errores en el siguiente apartado).

Los cinco puntos (X_i, Y_i) , con $X_i = (\lambda_i - 6943 \text{ \AA})^2$, que en cada disparo del laser proporciona el espectrómetro, se ajustan mediante la subrutina LINFIT a una recta, de cuya pendiente se obtiene la T_2 y de su ordenada en el origen n_2 (ver ec. 2.6). LINFIT permite efectuar el ajuste lineal pesado o sin pesar; como pesos se utilizan los estadísticos $1/\sigma_i^2$. También da el error del ajuste en la pendiente y en la ordenada en el origen, de los que se deducen los errores en la determinación de n_2 y T_2 .

Una vez que se ha realizado el ajuste, se produce la salida numérica y/o gráfica. Si en algún canal se tiene poca señal, porque se trate de una medida en baja densidad y baja temperatura o, que algún dato sea anómalo, es posible realizar de nuevo el análisis descartando dicho canal. Si la correlación es peor que .98 no se considera la medida. Los resultados válidos se almacenan en un fichero de datos en que se especifican fecha, descarga, posición e instante de medida, señal en cada canal, fondo, luz parásita, errores, correlación del ajuste, resultados de T_2 y n_2 y señal del fotodiodo monitor del laser.

Una tercera posibilidad del programa es utilizar sólo la parte de análisis de datos, introduciéndolos externamente o leyendo el fichero creado durante la medida.

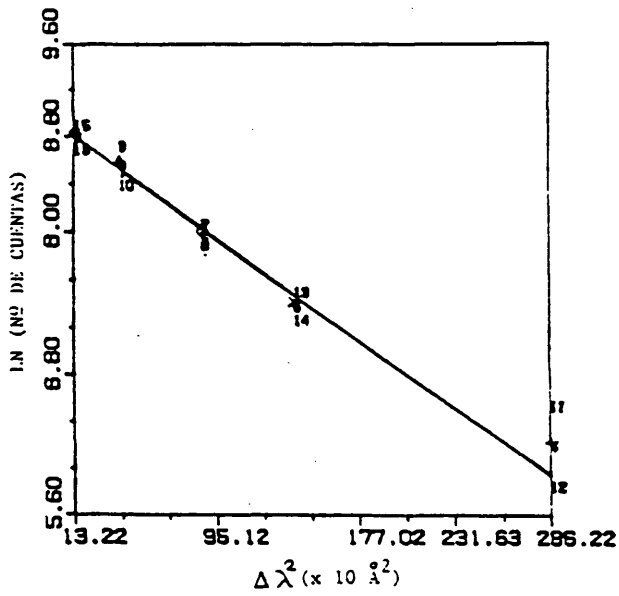
En la fig. 3.8 se muestra un ajuste típico con el fichero de datos correspondiente.

La relación señal/ruido definida como (5):

```

ESPAS.DAT
NUMERO DE DESCARGA: 9259
TIEMPO DISPONIBLE: 13.
POSICION FOCALIZ: 2
CANAL CIE. CAL SENAL+RUIDO RUIDO LUZ PARASITA FOTEL-CUEN
1 1.00 3489. 999. 69. 3.07
2 3.34 8279. 1136. 2. 3.12
3 1.55 1352. 791. 25. 3.17
4 0.24 2455. 973. 8. 1.48
5 18.39 3293. 614. 152. 1.09
SEÑAL FOTODIODO: 241.
CANALES CONSIDERADOS: 1 2 3 4 5
MODE = 1 *R* = -0.99
TEMPERATURA (K) = 291. ERROR TEMPOR = 24.43
DENSIDAD = 7.629E-14 CRISP = 8.214E-12
ORDENADA EN EL ORIGEN: 9887.
    
```

a)



b)

FIG. 3.8.- Ajuste de una medida típica de esparcimiento Thomson: a) fichero en que se almacenan los resultados de la medida y b) salida gráfica.

$$\frac{S}{N} = \frac{\text{señal}}{\sqrt{\text{señal} + \text{fondo}}}$$

(señal y fondo en número de fotoelectrones)

depende del canal y de la temperatura y densidad del plasma. En la medida de la fig 3.8, las relaciones S/N oscilan entre 15 y 200. Su mejora exigiría disponer de un láser más potente.

3.3.1. Cálculo de errores

Como se ha explicado, la temperatura y densidad electrónicas se obtienen por ajuste a una recta, $Y = A + B X$, de los \ln de las señales detectadas en los canales espectrales, $Y_i = \ln S_i$, frente a las $X_i = (\Delta \lambda_i)^2$, las separaciones en longitud de onda del canal i a la del laser al cuadrado.

Los errores con que se pueden determinar dependen de los que afecten a las lecturas de los canales individuales. Al tratarse de detección de fotones, suponemos que el error está dado por la estadística de Poisson.

La señal detectada en un canal, en número de cuentas, es:

$$S = (S_i - S_0 - LP) \cdot CTE$$

S_1 = señal + fondo (lectura primera puerta de integración);

S_2 = fondo (segunda puerta);

LP = luz parásita;

CTE = constante relativa de calibración del canal.

El error en S será:

$$\sigma_S = (\sigma_{S_1} + \sigma_{S_2} + \sigma_{LP}) \cdot CTE + (S_1 - S_2 - LP) \cdot \sigma_{CTE}$$

y el error en $Y = \ln S$, que es el que intervendrá en el ajuste a la recta, es:

$$\sigma_Y = \frac{\sigma_S}{S} = \frac{\sigma_{S_1} + \sigma_{S_2} + \sigma_{LP}}{S_1 - S_2 - LP} + \frac{\sigma_{CTE}}{CTE}$$

El último término corresponde al error en la determinación de las constantes de calibración.

Sea F el número de cuentas que se obtienen en un canal en el curso de una calibración. F es proporcional al número de fotoelectrones en el detector correspondiente:

$$F = K \cdot N_F$$

K = constante desconocida

Según la estadística de Poisson: $\frac{\sigma_F}{F} = \frac{1}{\sqrt{N_F}}$

Como $CTE = S_p / F$ (S_p = señal fuente luminosa), $\sigma_{CTE} / CTE = \sigma_p / F = 1 / \sqrt{N_p}$,
de donde se puede obtener el número de fotoelectrones por cuenta del canal:

$$\frac{N_p}{F} = \frac{1}{F (\sigma_p / F)^2}$$

Análogamente, durante una medida de espaciamiento en ese mismo canal:

$$S = K \cdot N_{p,e} \Rightarrow \frac{\sigma_s}{S} = \frac{1}{\sqrt{N_{p,e}}}, \quad \frac{S}{F} = \frac{N_{p,e}}{N_p}$$

$$\frac{S}{F} = \frac{(\sigma_p / F)^2}{(\sigma_s / S)^2}, \quad \frac{\sigma_s}{S} = \frac{\sqrt{F} (\sigma_p / F)}{\sqrt{S}}$$

$$\sigma_s = \frac{\sigma_p}{F} \sqrt{S \cdot F}$$

luego

$$\sigma_y = \frac{\sigma_p}{F} \cdot \left[1 + \frac{CTE}{S} \cdot (\sqrt{S_2 \cdot F} + \sqrt{S_3 \cdot F} + \sqrt{LP \cdot F}) \right]$$

Estos σ_y son diferentes para los distintos canales. Los errores en la calibración σ_p / F oscilan, dependiendo del canal entre el 1 y el 6%.

Cada Y_i es introducido con su error correspondiente σ_{Y_i} en la subrutina de ajuste lineal LINFIT (19). Los $1/\sigma_{Y_i}^2$ se utilizan como pesos para el ajuste. LINFIT proporciona los valores de la pendiente B y la ordenada en el origen A con sus respectivos errores σ_B y σ_A .

$$\text{Como } T_2 = -\frac{2.64 \times 10^{-3}}{3} \text{ (eV)} \Rightarrow \sigma_{T_2} = 2.64 \times 10^{-3} \frac{\sigma_B}{3}$$

$$n_e = \exp(A) \cdot \sqrt{T_2} \cdot \epsilon^2 \Rightarrow \sigma_{n_e} = \exp(A) \cdot \epsilon^2 \frac{\sigma_A}{\sqrt{T_2}}$$

ϵ^2 es el factor de calibración Raman.

Los errores así calculados para T_2 y n_e son por término medio del 10 al 20% para T_2 y < 5% para n_e .

Los errores están directamente determinados por el número de cuentas por canal. Una forma de mejorarlos sería emplear un láser más potente. Con mayor densidad electrónica también disminuyen, ya que se dispone de más fotones dispersados. Además, como se indica en el apéndice 2, un sistema de esparcimiento Thomson está optimizado para un intervalo de temperaturas, fuera del cual la distribución espectral se estrecha y los canales alejados disponen de pocos fotones (baja T_2) o bien, para alta T_2 , baja la señal total de esparcimiento ($\propto n_e/\sqrt{T_e}$).

En el caso de la densidad electrónica absoluta hay que considerar también el error asociado a la determinación del factor ϵ^R en la calibración Raman, que es < 5%, con lo que $\sigma_{n_e}/n_e \leq 10\%$.

Cuando se obtiene un perfil de densidad y temperatura del plasma, normalmente se utilizan medidas hechas en varias descargas, aparentemente iguales, y el error que se considera es el del promediado estadístico, que debe englobar posibles diferencias entre descargas. Este error es muchas veces menor que el estimado según la estadística de fotones, lo que indica, por un lado que éste está sobrevalorado y que las descargas consideradas son efectivamente similares en temperatura y densidad electrónicas.

4. ANALISIS DE DESCARGAS CON ESPARCIMIENTO THOMSON

Este capítulo se ha dedicado a la información sobre el plasma que se pueda obtener utilizando casi exclusivamente medidas de esparcimiento Thomson.

En las secciones que siguen, se explica el análisis de los perfiles de T_e y n_e , que permite deducir parámetros del plasma importantes desde el punto de vista del confinamiento (tiempos de confinamiento de la energía, β , conductividad térmica electrónica, contaminación, etc) y se discuten los resultados obtenidos para descargas del TJ-1 en distintas condiciones. Se señalan también resultados de interés en cuanto a la operación del tokamak (descentramientos del plasma, acondicionamiento de la cámara).

Se introduce brevemente a continuación el tokamak TJ-1 en el cual se han realizado las observaciones.

4.1. EL TOKAMAK TJ-1

El dispositivo TJ-1 de la División de Fusión de la Junta de Energía Nuclear es un tokamak de radio mayor 30 cm y radio menor 9.5 cm. La cámara de vacío es de acero inoxidable y su sección es rectangular (20x9.5 cm). La propia pared de la cámara hace de limitador toroidal del plasma.

El esquema de la fig. 4.1 muestra la disposición de las bobinas en torno al tokamak y los campos magnéticos que se inducen. Básicamente, el confinamiento en un tokamak se hace mediante un campo magnético en dirección toroidal (B_z) y un campo magnético poloidal (B_θ), inducido por la corriente que recorre el plasma en dirección toroidal.

El plasma se calienta óhmicamente: la variación de corriente en un conjunto de bobinas, la mayoría en torno al eje central del toro, induce una corriente toroidal I_p en el plasma; el plasma es el secundario de un transformador, en este caso con núcleo de aire por lo que parte de las bobinas del primario están distribuidas de forma que concentren el flujo magnético simétricamente en torno a la cámara. Esta corriente que recorre el plasma, produce además el campo magnético poloidal B_θ que da la torsión necesaria a las líneas de fuerza para que las derivas de las partículas cargadas se compensen en su recorrido a lo largo del tokamak. El bobinado que rodea al toro (ver fig 4.1) induce un campo toroidal ~ 1.8 T.

Finalmente, otro grupo de bobinas produce un campo magnético vertical que corrige el efecto del gradiente de B_θ en la dirección radial, haciendo posible el centrado de la columna de plasma en la cámara tokamak.

El TJ-1 está dotado de un sistema de inyección de gas que permite hacer un prellenado de la cámara y mantener una presión base de gas constante ($\sim 2 \times 10^{-4}$ torr) y/o hacer una inyección pulsada de gas en el momento elegido durante la descarga tokamak, con duración y amplitud del pulso controlables.

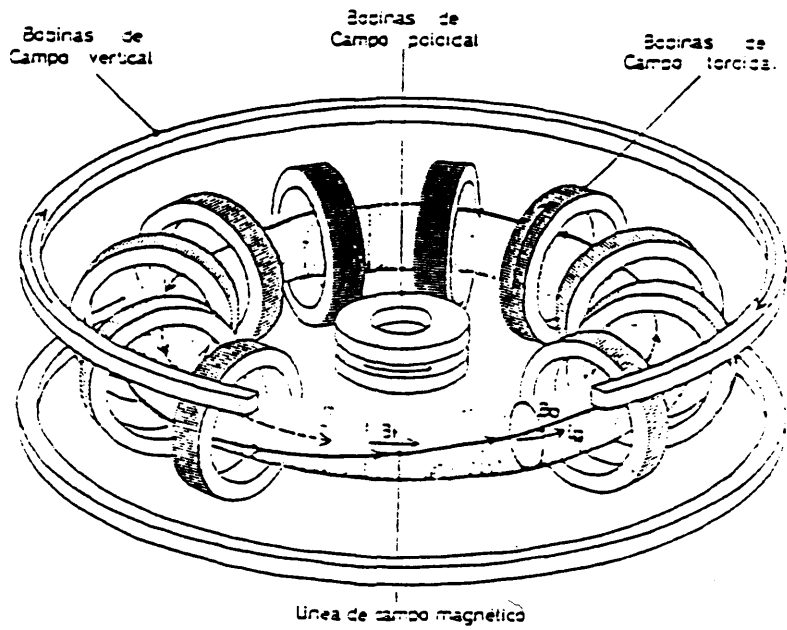


FIG. 4.1.- Esquema simplificado del tokamak. Se indican los campos magnéticos y bobinas correspondientes.

El acondicionamiento de la cámara de vacío se hace mediante descargas de limpieza Taylor (20) que son descargas en H_2 de bajo campo toroidal, alta repetición y baja densidad y temperatura. En el TJ-1 se emplean con un campo toroidal de 450 G, a 4.5 kHz y una presión de llenado de 3.5×10^{-7} torr.

El tokamak tiene 18 ventanas de observación ocupando 6 sectores de la cámara entre las bobinas toroidales, en la parte superior, inferior y lateral de la cámara. Su gran tamaño permite un buen acceso óptico a todo el plasma.

En la fig 4.2 se muestra un esquema del TJ-1 en que se señala la posición que ocupan los diagnósticos que se han desarrollado para medir las magnitudes de interés del plasma. Rodeado por una línea continua se encuentra el sistema de esparcimiento Thomson, centro de este trabajo, y por líneas de trazos aquellos en que directamente he participado. (21) constituye un amplio resumen sobre diagnósticos en tokamaks.

A continuación, se enumeran los diagnósticos que rodean al TJ-1, subrayándose los utilizados de manera especial en este trabajo:

1) Medidor de H_{α} : monitorea la entrada de gas durante la descarga tokamak.

2) Sondas eléctricas.

3) Espectrómetro de V.U.V.

Detector piezoeléctrico (L)

Analizador de gases residuales (S)

Analizador de intercambio de carga (L)

Sistema de inyección de gas (I)

Medidor H_{α} (I)

Espectrómetro de UVV (L)

Bobinas de Mirnov (S)
Espectrómetro visible (L e I)

Esparcimiento Thomson (S, I e I)

Bolómetro de cuarzo (S)

Analizador de rayos-X blandos en amplitud (I)

Detector de rayos-X duros

Sondas eléctricas (I)

Interferómetro de microondas de 2 mm
(S e I)

- 37 -

FIG. 4.2.- Diagnósticos del TJ-1. S, I, I = ventanas superior, lateral e inferior de la cámara.

- 4) Espectrómetro McPherson del visible y U.V., dotado de la capacidad de barrido espacial del plasma y capaz de realizar barridos espectrales sincronizados con la descarga. (Sección 2.3.1). (ventana lateral).
- 5) Espectrómetro Jobin-Yvon en el visible (ventana inferior).
- 6) Fotodiodos H_{β} : asimetrías en la emisión de H_{β} .
- 7) Bolómetro de cuarzo: radiación total sin resolución espacial. (2.3.2)
- 8) Interferómetro de microondas de 2 mm : H_{α} .
- 9) Piroeléctrico: radiación total a lo largo de una cuerda central del plasma. (2.3.2)
- 10) Detector de rayos X duros.
- 11) Detector de rayos X blandos
- 12) Sistema de esparcimiento Thomson
- 13) Analizador de neutros de alta energía por intercambio de carga: T_e (temperatura iónica).
- 14) Bobina de Rogowski para medir la corriente del plasma.
- 15) Medidor de la tensión circunferencial del plasma.

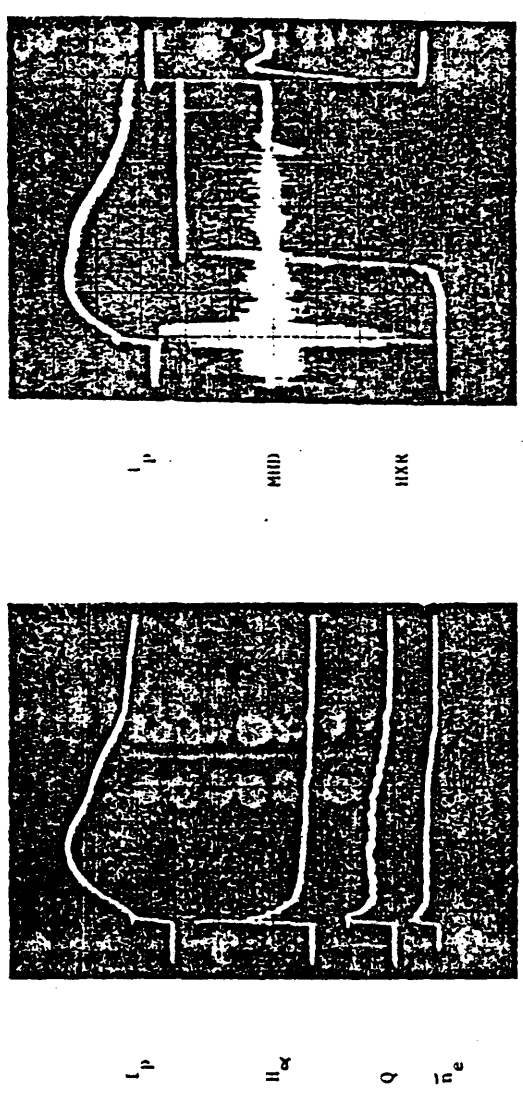


FIG. 4.3.- Descarga del TJ-1 sin inyección de gas. I_p : corriente del plasma, 22 kA/div; Q y H_{α} bolómetro de cuarzo y monitor de H_{α} , respectivamente, ambos en u. a.; \bar{n}_e densidad media de línea ($.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}/\text{div}$); MHD bobinas de Mirnov, HXR, detector de rayos X duros (u. a.).

(4 ms/div)

(4 ms/div)

16) Bobinas de Mirnov: actividad MHD

En la fig. 4.3 se muestran trazas características de descargas tokamak sin inyección de gas (con inyección de gas se presentan a lo largo del texto). Son las trazas de la corriente (I_p), detector de cuarzo (Q), rayos X duros, MHD (bobinas Mirnov), \bar{n}_e y H_α .

Como se puede apreciar hay una gran cantidad de rayos X durante buena parte de la descarga que indican la presencia de electrones muy acelerados que, escapando al confinamiento, son bruscamente frenados por la pared. La densidad no decae rápidamente debido al reciclado del hidrógeno en la pared del tokamak.

4.2. DESCRIPCION DEL PROGRAMA DE ANALISIS DE PERFILES DE T_e Y N_e

Se describe a continuación el análisis que se realiza de las medidas de distribución espacial de temperatura y densidad electrónicas con asparcimiento Thomson y la deducción de magnitudes de interés para el confinamiento del plasma:

Un diagrama de flujo del código ZORNOC (22) que se ha utilizado para analizar los perfiles de T_e y n_e se puede ver en la fig. 4.4. Un programa independiente, PREPA, confecciona el fichero de datos que será utilizado por

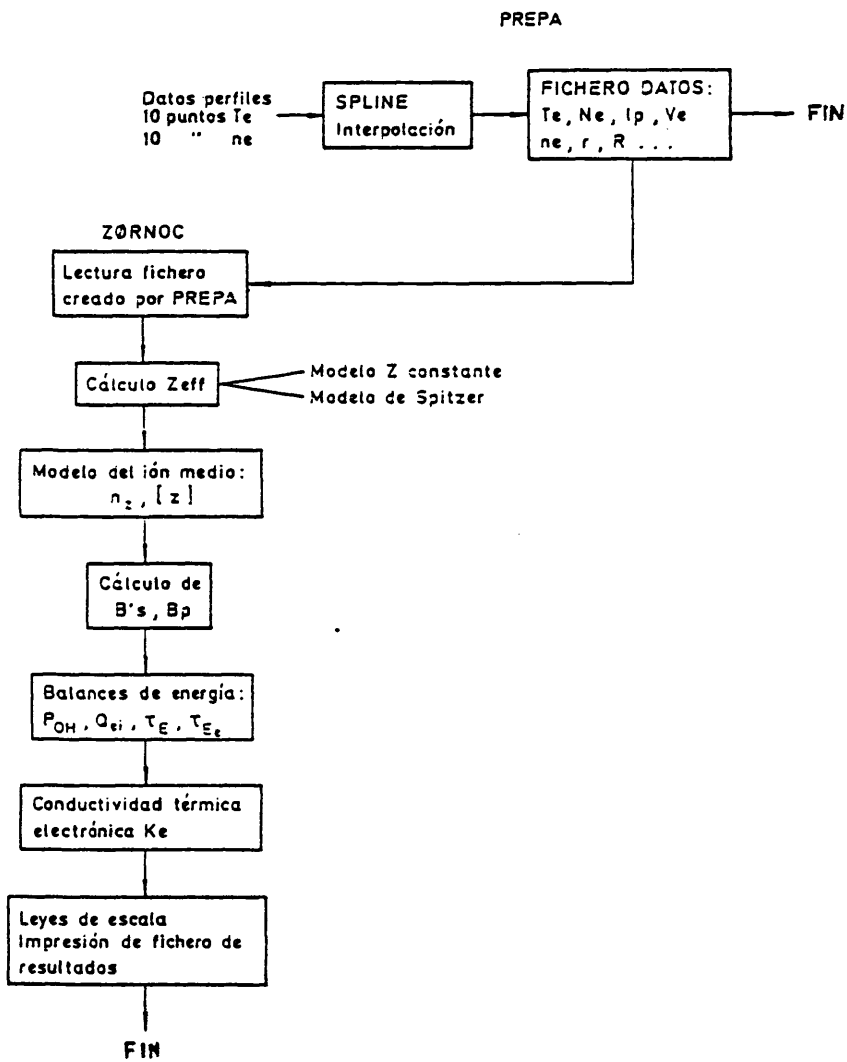


FIG. 4.4.- Diagrama de flujo del programa de análisis de los perfiles de temperatura y densidad electrónicas.

ZORNOC.

PREPA toma los datos experimentales de los perfiles de T_e y n_e y realiza una interpolación de "splines" cúbicas (con polinomios cúbicos, asegurando la continuidad de la primera y segunda derivada). Genera un fichero que contiene los datos de T_e y n_e , V_t , I_p , \bar{n}_e , B_z , tiempo a que corresponde la medida, $T_e(0)$ y geometría del plasma. ($T_e(0)$ se calcula mediante la ley de escala de Artsimovitch(50)).

(PREPA está diseñado para analizar plasmas con superficies de flujo descentradas y no circulares en general: a partir del perfil de presión calcula los radios a que están centradas las superficies de flujo magnético o de presión constante y los valores medios de T_e y n_e en dichas superficies).

Los datos contenidos en el fichero creado por PREPA son analizados por ZORNOC haciendo sencillas suposiciones sobre el plasma, con objeto de obtener parámetros y magnitudes relevantes para caracterizar el plasma confinado en el TJ-1.

Las suposiciones básicas son: el plasma se representa por superficies de flujo circulares y concéntricas, donde la temperatura y densidad son constantes, y, la tensión circunferencial del plasma es independiente del radio e igual a la que se mide en el borde del mismo.

El programa está estructurado en bloques dedicados a: cálculo del grado de contaminación, balance de energía, cálculo de parámetros de confinamiento. En los apartados que siguen se describen estos cálculos detalladamente.

4.2.1. Parámetros del plasma

El programa calcula una serie de parámetros de confinamiento que tienen tanto interés experimental como teórico y se pueden deducir de los perfiles experimentales. Citaremos los siguientes:

(n_e en cm^{-3} , T_e en eV, J en A/cm^2 , m en gr, p en D/cm^2 y B en G)

- Temperatura media por partícula:

$$\langle T_e \rangle = \frac{\int_{V_p} n_e(r,t) T_e(r,t) dV'}{\int_{V_p} n_e(r,t) dV'}$$

-Densidad media de volumen

$$\langle n_e \rangle = \frac{\int_{V_p} n_e(r,t) dV'}{V_p}$$

Estas magnitudes se obtienen directamente de los perfiles de T_e y n_e y son más representativas que los valores locales en cuanto a la comparación con los obtenidos en otros tokamaks. V_p es el volumen del plasma.

- La relación entre la velocidad de deriva y la térmica de los electrones o parámetro de deslizamiento:

$$\xi = \frac{\langle J \rangle \sqrt{\frac{\pi}{2 \langle T_e \rangle}}}{1.26 \times 10^{-5} \langle n_e \rangle}$$

Para valores de $\xi \gg 1$ la resistencia de Spitzer deja de ser una buena aproximación: aparecen muchos electrones desacoplados, el voltaje toma un valor muy bajo y la resistencia cae por debajo del valor dado por Spitzer.

- Betas del plasma:

$$\text{Beta poloidal media} \quad \langle \beta_p \rangle = \frac{2 \mu_0 \langle p \rangle}{\bar{B}_p^2}$$

$$\text{Beta toroidal media} \quad \langle \beta_t \rangle = \frac{2 \mu_0 \langle p \rangle}{B_t^2}$$

donde B_p y B_t son el campo magnético poloidal y toroidal respectivamente.

Reflejan la bondad de la máquina para retener una presión p de plasma.

4.2.2. Contaminación del plasma: Z_{eff}

La pureza de un plasma se refleja en la carga efectiva, Z_{eff} , definida como:

$$Z_{eff} = \frac{\sum_I n_{z,I} Z^2}{n_e}$$

donde $n_{z,I}$ es la densidad de iones I con carga Z presentes en el plasma (de impurezas y de gas base).

Se han utilizado dos modelos diferentes para su cálculo. Un modelo supone que la Z_{eff} es constante a través del plasma, y el otro o de Spitzer supone una distribución de corriente dependiente del radio, $j(r) \propto T_e^{-3/2}$, y permite la determinación del perfil de Z_{eff} . Ambos se basan en la aplicación de la ley de Ohm.

Los datos necesarios para estos cálculos son la corriente, el voltaje y los perfiles de T_e y n_e en el instante en que se calcule.

1) Modelo de Z_{eff} constante

La corriente total del plasma es

$$I_p = \int_{S_p} \sigma_{||} E dS$$

Suponiendo el voltaje circunferencial constante a través del plasma, el campo eléctrico es

$$E = \frac{V}{2\pi R_0}, \quad R_0 = \text{radio mayor del toro}$$

y $V = V_e - \frac{d}{dt} (LI_p)$, es decir, el voltaje circunferencial corregido por efectos inductivos.

$\sigma_{||}$ es la conductividad paralela neoclásica (23) dada por:

$$\sigma_{||} = \sigma_s \Delta_{ee} \left[1 - \frac{f_T}{1 - f \lambda_{e2}} \right] \left[1 - \frac{C_2 f_T}{1 + \epsilon \lambda_{e2}} \right]$$

$\sigma_s \Delta_{ee}$ es la conductividad de Spitzer, donde

$$\sigma_s = 2.82 \times 10^{-4} n_e Z_{ee} \quad [\text{mho cm}^{-1}]$$

$$Z_{ee} = 3.44074 \times 10^5 \frac{T_e^{3/2}}{n_e \ln \Lambda_{ee}}$$

y

$$\Delta_{ee} = \begin{cases} 23.46 + .5 \ln \left[\frac{T_e^2 T_i}{n_e \left(\frac{T_i}{T_e} + Z_{eff} \right)} \right] & , T_e \leq 6.67 Z_{eff}^2 \\ 24.41 + .5 \ln \left[\frac{T_e T_i Z_{eff}^2}{n_e \left(\frac{T_i}{T_e} + Z_{eff} \right)} \right] & , T_e \geq 6.67 Z_{eff}^2 \end{cases}$$

y la parametrización dada en (23):

$$\Delta_{ee}(Z_{eff}) = 3.3956 \left[\frac{.84548 + Z_{eff}}{2.1734 + Z_{eff}} \right] \frac{1}{Z_{eff}}$$

ν_{ee} es el parámetro de colisionalidad para electrones y está dado por:

$$\nu_{ee} = \frac{6.28 \times 10^{-4} R_p(r) q n_e \ln \Lambda_{ee}}{T_e^2 \gamma^{3/2}}$$

siendo $\gamma = \frac{V}{R_p(r)}$

La fracción de partículas atrapadas (bananas) es

$$f_T = 1 - (1 - \gamma)^2 (1 - \gamma^2)^{1/2} (1 + 1.4 \gamma^{1/2})^{-2}$$

y, por último, C_R es el término en que se reduce la conductividad debido a colisiones electrón-electrón:

$$C_R(Z_{eff}) = .56 \left[\frac{.3 - Z_{eff}}{3 + Z_{eff}} \right] \frac{1}{Z_{eff}}$$

Suponiendo un valor de Z_{eff} independiente del radio del plasma y utilizando los perfiles de T_e y n_e se calcula la conductividad paralela neoclásica del plasma y a partir de ella la densidad de corriente en cada superficie de flujo como $J = \sigma_{||} E$ y la corriente total del plasma $I_p = \int_{S_p} J dS$.

Siguiendo un proceso iterativo, se va variando la Z_{eff} a partir de 1 (plasma puro de hidrógeno) hasta que la corriente calculada sea sensiblemente igual a la medida.

2) Modelo de Spitzer

En este modelo, la densidad de corriente se supone dada por:

$$J(r) = C \frac{T_e(r)^{3/2}}{R_0}$$

siendo C una constante que se determina con la condición $I_p = \int_{S_p} J \, dS$

De un proceso iterativo similar al anterior, en que se compara la densidad de corriente de Spitzer para cada superficie de flujo con la obtenida según la ley de Ohm, $J = \sigma_{\parallel} E$, se obtiene una Z_{eff} que es función del radio.

Con cada modelo se obtienen distintos valores del factor de seguridad $q(r)$, definido como:

$$q(r) = \frac{B_e (2\pi r)^2}{2\pi R_0 \mu_0 \left[\int_{S_r} J \, dS \right]}$$

en que la integral está extendida a la superficie de flujo de radio r.

Se puede calcular también el campo poloidal medio:

$$\bar{B}_p(r) = 1.2566 \frac{I_p(r) \text{ (A)}}{2\pi r \text{ (cm)}} \quad [\text{Gauss}]$$

4.2.3. Balance de energía

En descargas óhmicas los electrones son calentados por efecto Joule. El balance entre la energía térmica electrónica y la potencia óhmica se puede escribir como:

$$\frac{dW_e}{dt} = P_{oh} - \frac{W_e}{\tau_{e,e}} - P_{ei}$$

en donde, W_e es la energía térmica de los electrones determinada a partir de los perfiles experimentales:

$$W_e = \frac{3}{2} \int_{V_p} n_e k T_e dV$$

P_{oh} es la potencia óhmica inyectada, $P_{oh} = V_l I_p - \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} L I_p^2 \right)$ siendo V_l el voltaje circunferencial medido y L la inductancia del plasma. P_{ei} es la potencia transferida de los electrones a los iones por colisiones coulombianas:

$$P_{ei} = \int_{V_p} 1.26 \times 10^{-19} \frac{[Z] n_e^2 (T_e - T_i)}{A_i T_e^{3/2}} dV$$

donde $[Z]$ es la carga efectiva en la transferencia de energía, siempre muy próxima a 1:

$$[Z] = \sum_j \frac{n_j m_j Z_j^2}{n_0 m_0}$$

m_0 = masa iónica; m_j = masa impurezas; n_j = concentración de impurezas. Z_j es el número atómico del gas base.

La energía contenida en los iones es $W_i = (3/2) \int_{V_p} n_i k T_i dV$, y la energía total del plasma, $W = W_e + W_i$.

En el estado estacionario, $\dot{W}_e = 0$ y el tiempo de confinamiento de la energía electrónica es:

$$\tau_{E_e} = \frac{W_e}{P_{in} - P_{ei}}$$

Se pueden escribir ecuaciones de balance energético para los iones o para electrones e iones conjuntamente y definir el tiempo de confinamiento de la energía iónica, τ_{E_i} , y el de la energía global, τ_E :

$$\tau_{E_i} = \frac{W_i}{P_{ei} - P_{cx}} \quad \tau_E = \frac{W}{P_{in}}$$

P_{cx} = pérdidas de intercambio de carga.

Hay que hacer algunas precisiones:

- No disponíamos de los perfiles experimentales de T_e necesarios para el cálculo de P_{ei} , Z_e y Z_{ei} . Se ha supuesto un perfil de temperatura iónica similar al de la n_e , como generalmente ocurre en los tokamaks con calentamiento óhmico, aunque de cualquier manera no es importante en el caso de P_{ei} y Z_e . No se hablará de Z_{ei} en este trabajo.

- El término P_{ei} es poco importante en la mayoría de los casos, sólo para altas densidades representa una fracción importante de la potencia inyectada. Para estimar la $[Z]$ que interviene en P_{ei} , hay que tener una idea de la concentración de impurezas n_i . El programa incluye un modelado de impurezas de una sola especie para tener en cuenta la Z_{eff} del plasma deducida de la conductividad. Se pueden seleccionar las tres impurezas más importantes presentes en el tokamak: C, O, Fe. Aplicando un modelo sencillo (modelo del ión medio (24)) se puede determinar el estado medio de carga de la impureza Z_{av} que es sólo función de la T_e . De la definición de Z_{eff} y la ecuación de neutralidad de carga:

$$Z_{eff} = \frac{n_i + Z_{av}^2 n_i}{n_e}, \quad n_i + Z_{av} n_i = n_e$$

se pueden deducir la densidad de protones n_p y la densidad de impurezas n_i , que se usan para el cálculo de la $[Z]$.

- Algunas veces en las definiciones de los tiempos de confinamiento se incluyen las pérdidas por radiación (P_r):

$$\tau_{Ee}^* = \frac{W_e}{P_{OH} - P_r - P_{ei}} \quad \tau_{Ei}^* = \frac{W}{P_{OH} - P_r}$$

Se ha preferido no incluir las pérdidas por radiación en las definiciones, aunque se dispone de medidas experimentales, porque es interesante comparar las características de confinamiento de este tokamak con las dadas por leyes de escala, la mayoría de las cuales se refieren a Z_p y Z_{ϵ_e} . En la sección 5.2 se hablará de ellos.

4.2.4. Conductividad térmica electrónica

La ecuación de balance de la energía electrónica, suponiendo que las variaciones de n_e y T_e son en la dirección radial, es:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e k T_e \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \Gamma = P_{\text{ohm}}(r) - P_{\text{ei}}(r)$$

donde k es la constante de Boltzman y Γ es el flujo de energía térmica electrónica, con una parte conductiva y otra convectiva:

$$\Gamma = -K_e \frac{\partial T_e}{\partial r} - \frac{3}{2} D_p T_e \frac{\partial n_e}{\partial r}$$

siendo K_e la conductividad térmica electrónica y D_p el coeficiente de difusión de partículas. $P_{\text{ohm}}(r)$ y $P_{\text{ei}}(r)$ son las potencias locales de calentamiento óhmico

y la transferencia de los electrones a los iones por colisiones coulombianas.

Con los perfiles de T_e y n_e medidos se puede estimar la conductividad térmica electrónica según la expresión:

$$K_e(r) = \frac{\int_0^r \left\{ P_{\text{in}}(r) - P_{\text{ei}}(r) - \frac{\partial}{\partial t} W_e(r) \right\} 2\pi r dr}{2\pi r \left| \frac{\partial T_e(r)}{\partial r} \right|}$$

En la misma no se incluyen:

- La potencia perdida por radiación. Supondría un término en el numerador $\int_0^r P_r(r) 2\pi r dr$, pero no se conoce experimentalmente el perfil de la potencia radiada.

- El término de difusión de partículas. El cálculo de $K_e(r)$ se ha hecho para la zona más caliente del plasma, en que el gradiente de densidad es pequeño. Además, el coeficiente D_p es menor que K_e/n_e (unas cuatro veces, según los valores medidos de los tiempos de confinamiento globales de la energía electrónica y de partículas, τ_p).

$$D_p \approx \frac{a^2}{\tau_p} ; \quad \frac{K_e}{n_e} \approx \frac{a^2}{\tau_{\text{te}}}$$

De todas formas, los resultados de K_e se dan como unas franjas anchas que tienen en cuenta la corrección por la potencia radiada y las incertidumbres en los perfiles de T_e y n_e . En este trabajo se hará referencia al coeficiente de difusión térmica electrónica K_e , definido como:

$$X_e(r) = \frac{K_e(r)}{n_e(r)}$$

Es interesante comparar los valores experimentales de la X_e con los dados por algunas teorías:

a) Coeficiente de difusión de Bohm (semipírica (25)):

$$X_B = 3. \times .0625 \frac{T_e [eV]}{B_e [T]} \quad [m^2 s^{-1}]$$

b) Coeficiente de difusión neoclásico (26, 27): algunas partículas son atrapadas debido al efecto de espejo magnético, describiendo órbitas bananas. Según sea la frecuencia de colisión ν_{ei} , predomina un tipo de difusión (fig. 4.5).

Coeficientes de difusión:

$$X_{nci}^b = 1.81 \left(q \rho_B^* \right)^2 \left(\frac{30}{r} \right)^{3/2} \nu_{ei}, \text{ si } \nu_{ei} < \nu_p = \epsilon^{3/2} \nu_p, \text{ banana}$$

$$X_{nci}^p = 2.35 \left(\frac{v_{th}}{.3 q} \right) \left(q \rho_B^* \right)^2, \text{ si } \nu_p < \nu_{ei} < \nu_p, \text{ plateau}$$

$$X_{nci}^c = 2.33 \nu_{ei} \rho_B^{*2} (1 + 1.6 q^2), \text{ si } \nu_{ei} > \nu_p = \frac{v_{th}}{2\pi R}, \text{ colisional}$$

donde

$$\mathcal{E} = \frac{r}{R}, \quad \rho_B^e = \frac{2.38 \times 10^{-6} T_e^{1/2}}{B} \quad (\text{radio de Larmor de los electrones})$$

$$\nu_{ei} = \frac{6.3 \times 10^4 Z_{eff} n_e}{T_e^{3/2}} \quad (\text{frecuencia de colisión electrón-ión})$$

$$v_{th} = 4.19 \times 10^8 T_e^{1/2} \quad (\text{velocidad térmica de los electrones})$$

Todas las magnitudes en estas fórmulas están en MKS; T_e en eV.

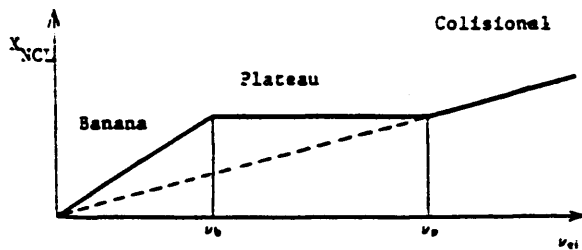


FIG. 4.5.- Coeficiente de difusión electrónica neoclásico en función de la frecuencia de colisión electrón ión.

4.3. RESULTADOS DE MEDIDAS DE ESPARCIMIENTO THOMSON

En lo que sigue se presentan resultados obtenidos a partir de las medidas de esparcimiento Thomson:

- a) Estudio de una descarga de 65 kA, máxima corriente obtenida en el TJ-1.
- b) Estudio de una descarga de 40 kA de corriente.
- c) Influencia de la cantidad de gas inyectado en el confinamiento de la energía.
- d) Resultados de interés para la operación del TJ-1

Para obtener los perfiles se realizaron al menos tres medidas en cada posición en descargas aparentemente idénticas. Los puntos de los perfiles son los valores medios, y, las barras de error, las desviaciones estadísticas debidas a promediar varias descargas.

a) Descarga de 65 kA

En la fig. 4.6 se muestran las señales de corriente, voltaje

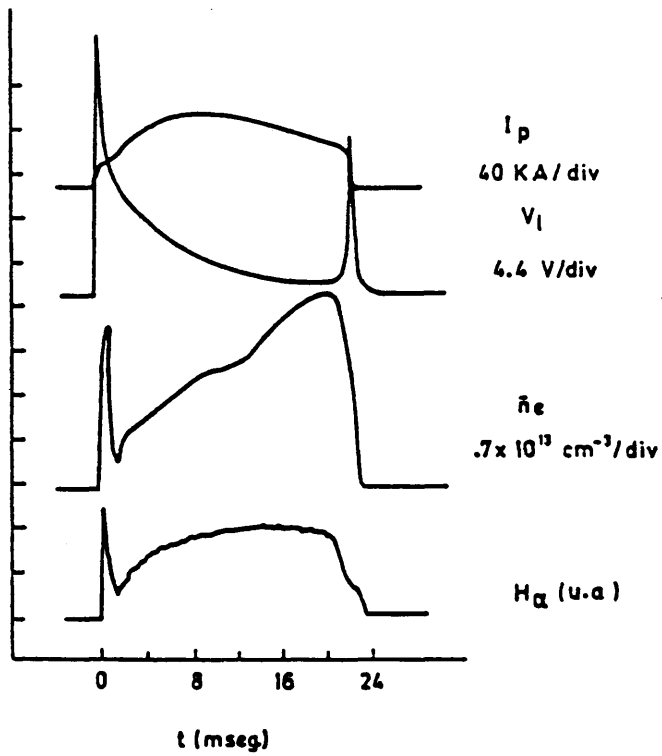


FIG. 4.6.- Señales características de la descarga de 65 kA.

I_p = corriente del plasma; V_1 = voltaje circunferencial; \bar{n}_e = densidad media de línea; H_α = monitor de H_α .

circunferencial, señal de H_{α} y densidad electrónica media de línea de una descarga con 65 kA de corriente y 1 T de campo toroidal. El valor de la q en el borde de plasma es de 2.3. Se trata de una descarga con inyección de gas (ver traza de H_{α}), con un acusado máximo de corriente a los 8 ms. En las figs. 4.7a)...e), se muestran los perfiles obtenidos a 2, 4, 8, 10 y 17 ms del inicio de la descarga. Los perfiles de temperatura tienen un máximo muy acusado en el centro de la cámara, mientras que los de densidad son bastante planos. Aunque el error absoluto es diferente en cada punto del perfil, el relativo es aproximadamente el mismo (del 10% en la T_e y del 5% en la n_e). Para calibrar absolutamente el sistema para la medida de la densidad se utilizó en este caso el valor dado por el interferómetro de microondas de la densidad media de línea en el máximo de la corriente, ya que en ese momento no se había efectuado la calibración Raman.

En las figs. 4.7a), que corresponden al perfil obtenido a 2 ms, se insinúa, a pesar de lo limitado de las posiciones de medida, la existencia de un perfil hueco en la temperatura. No hay posibilidad de que se trate de un descentramiento del plasma, ya que el perfil de densidad no está desplazado. La aparición de perfiles huecos en el inicio de la descarga se debe a que la corriente está aún penetrando en el plasma (efecto piel).

En las figs. 4.8 se muestra la evolución de las temperaturas y densidades centrales y los valores medios de volumen. La temperatura sigue la forma de la corriente; su mayor valor medido en esta descarga fué de 390 eV.

El valor de la Z_{eff} en el centro del plasma, a lo largo de la descarga, se muestra en la fig. 4.9, según el modelo de Z constante y el de Spitzer. Los

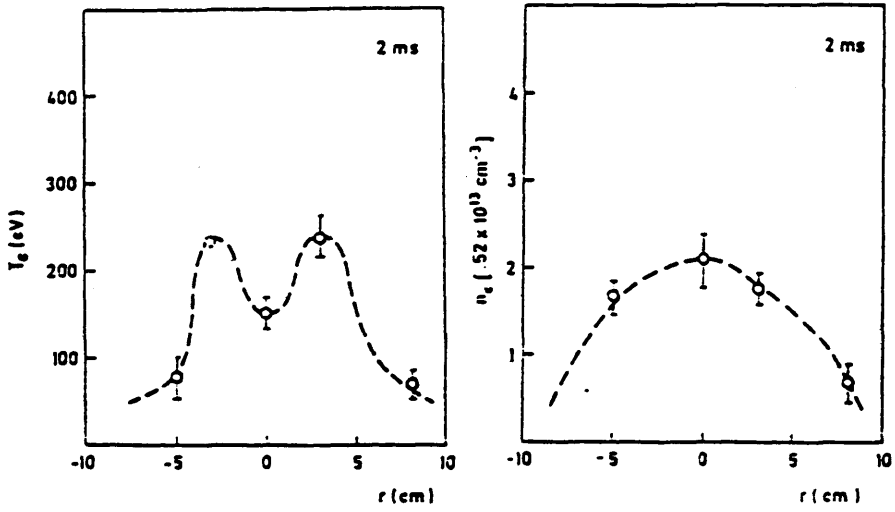


Fig. 4.7a)

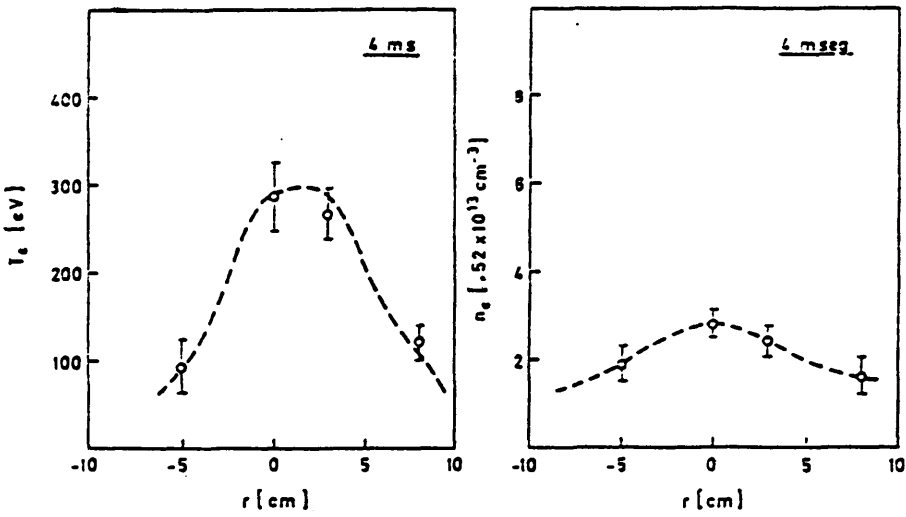


Fig. 4.7b)

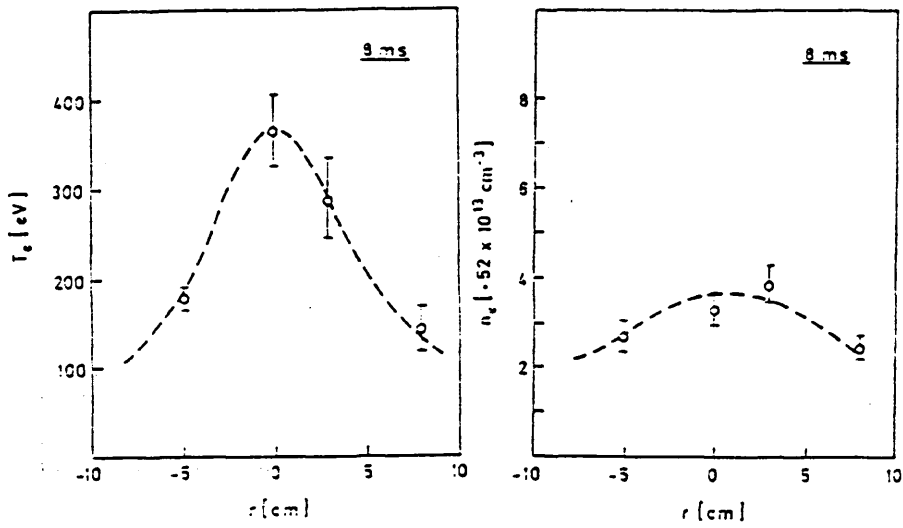


Fig. 4.7c)

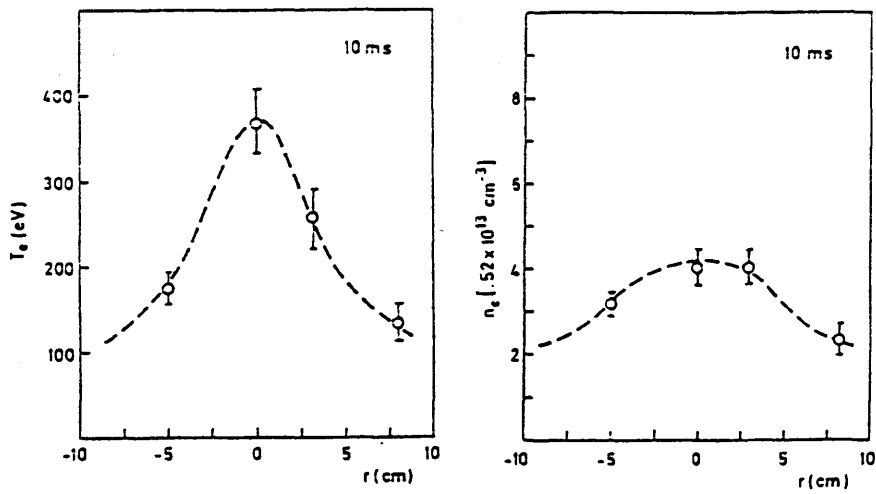


Fig. 4.7d)

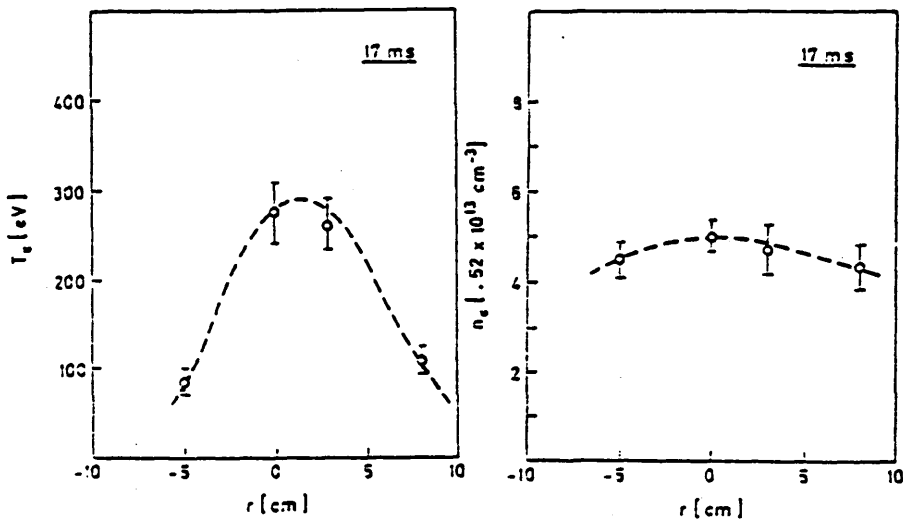
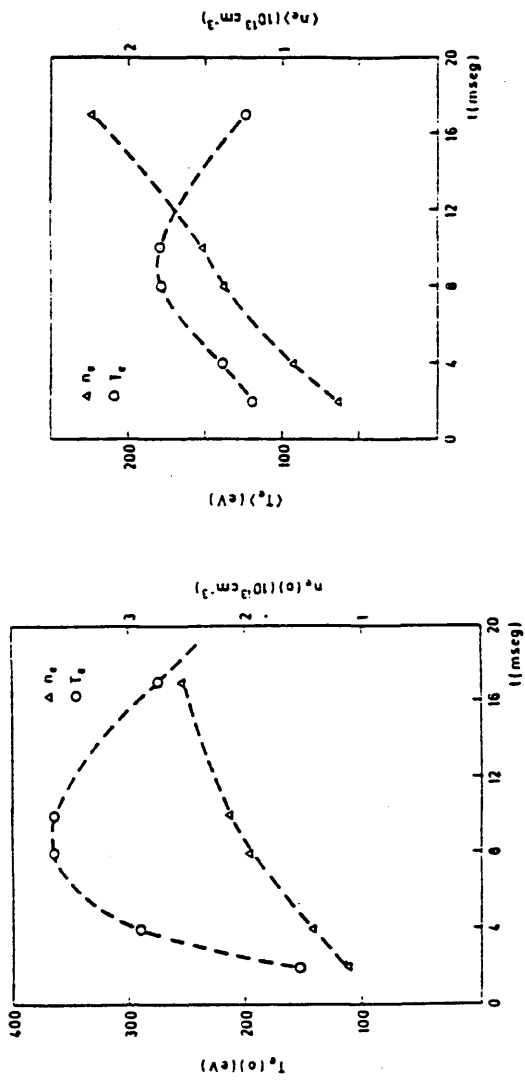


Fig. 4.7e)

FIG. 4.7.- Perfiles de temperatura y densidad electrónicas medidos a:
a) 2 ms, b) 4 ms, c) 8 ms, d) 10 ms, e) 17 ms.





a)

b)

FIG. 4.8.- Evolución de las temperaturas y densidades electrónicas centrales (a) y valores medios de volumen (b) a lo largo de la descarga de 6.5 kA.

valores medios que se obtienen con ambos modelos son muy parecidos. Suponiendo que todo el error que se comete al evaluar Z_{eff} proviene de los errores con que se miden T_e y n_e , resulta para la Z_{eff} un error del 20%; las barras de error prácticamente englobarían a los dos modelos. Esta fué la descarga con menor valor de Z_{eff} en que se realizaron medidas ($Z_{eff} \sim 2$); también fué la primera, cronológicamente hablando, en un momento en que se dedicaba mucho tiempo a la limpieza de la cámara y todavía no se habían instalado muchos diagnósticos en su interior.

Es evidente de la fig. 4.9 que la Z_{eff} en esta descarga tiene el mismo comportamiento que la corriente.

En la tabla 3 se da un resumen de las magnitudes de interés deducidas de los perfiles de esparcimiento Thomson.

Los valores de $q(0)$ que se obtienen con los modelos utilizados son menores que 1; según la teoría MHD, el valor de la q en el centro del plasma no puede ser menor que 1, ya que en ese caso se producirían fluctuaciones (dientes de sierra) que restablecerían $q(0)=1$. En una de las columnas se da el valor de la Z_{eff} en el centro suponiendo que $q(0)=1$. La diferencia con la calculada según los modelos de Z_{eff} constante y Spitzer puede ser en algún caso 2.

Los valores del parámetro de deslizamiento están en torno a .1, correspondiendo a un régimen en que la resistividad de Spitzer está en el límite de ser una buena aproximación.

$\langle \beta_p \rangle = .15\%$ y el campo medio poloidal $\bar{B}_p = 1839$ G en el máximo de la corriente.

r (m)	$T_e(t)$ (eV)	$n_e(t)$ ($\times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$)	$\langle T_e \rangle$ (eV)	$\langle n_e \rangle$ ($\times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$)	$Z_{eff}(t)$ (ω)	Z_{eff}	P_{OH} (kW)	W_e (J)
2	150	1.13	121	.65	-	-	68	10
4	287	1.44	161	.93	1.6	1	121	17
8	365	1.97	180	1.41	2.3	1.8	216	33
10	370	2.17	185	1.53	2.1	1.7	195	36
17	275	2.56	124	2.25	1.7	1.6	153	36

* A 2 ms la corriente no ha penetrado totalmente en el plasma por lo que el cálculo de muchas magnitudes no tiene sentido con el modelo de corriente empleado.

TABLA 3

Magnitudes del plasma deducidas de medidas de esparramiento Thomson en la descarga de 65 kA.

1
1
1

L [m ²]	W_1 [J]	ξ	$\eta(\omega)$	$\langle \beta_0 \rangle$ (%)	$\langle A \rangle$ (%)
2	5	-	-
4	8	.17	.7	.07	.08
8	16	.13	.6	.08	.15
10	18	.11	.6	.09	.17
17	32	.07	.8	.19	.21

TABLA 3 (continuación)

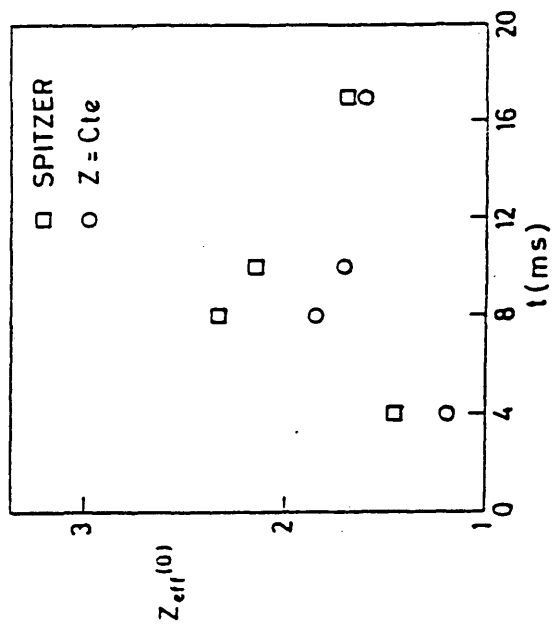


FIG. 4.9.- Evolución de la Z_{eff} en el centro del plasma a lo largo de la descarga, según el modelo de Spitzer y el de Z_{eff} constante.

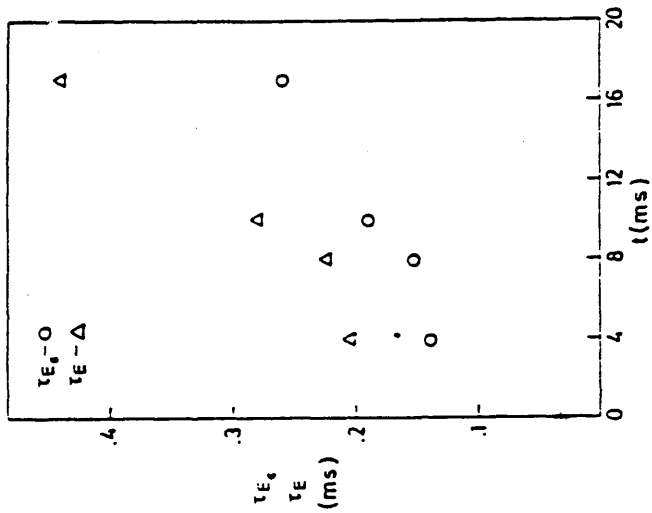


FIG. 4.10.- Tiempos de confinamiento de la energía electrónica (τ_{Ee}) y de la global (τ_E) a lo largo de la descarga.

En la tabla 4 se muestran los tiempos de confinamiento de la energía electrónica (τ_{e_e}) y de la energía (τ_e), calculados a partir de los perfiles experimentales de T_e y n_e , acompañados por los valores que predicen algunas leyes de escala y sus expresiones (28, 29).

El confinamiento de la energía electrónica (.16 ms en el máximo de la corriente) es peor que el calculado por leyes de escala en un factor de 2 a 3, y el de la energía total (.23 ms, en el máximo de corriente) de 3 a 10 (el factor 10 corresponde a la ley de escala de las grandes máquinas).

En la fig. 4.10 se pueden ver los tiempos de confinamiento a lo largo de la descarga. Estos son mayores a medida que se avanza en la descarga; esto podría estar relacionado con el aumento de densidad ($\propto \bar{n}_e$), aunque esta dependencia debe estar mezclada con la de la corriente y dentro de la misma descarga no se pueden separar.

Se ha estimado la conductividad térmica como se indicó en 4.2.4.. En la fig. 4.11 se muestran los coeficientes de difusión térmica electrónica experimentales, χ_e^{EXP} en función del radio; se ha dibujado también el valor dado por la teoría neoclásica y por la de Bohm. Como se indica, sólo el centro de la columna del plasma ($r \leq 1.6$ cm) estaría en el régimen de plateau, encontrándose la mayor parte en el de banana. $\chi_e^{EXP} \sim 300 \chi_{UCI}$ y $\chi_e^{EXP} \sim 5 \chi_{Bohm}$.

La barra de error que se indica corresponde simplemente al de la medida de T_e y n_e , aunque el hecho de no tener en cuenta las pérdidas por radiación puede ser más importante. (Aunque en ese momento no se había instalado ningún

τ	τ_{Ee}^{EXP}	τ_{Ee}^{PW}	τ_{Ee}^{DE}	τ_E^{EXP}	τ_E^{AS}	τ_E^{NAS}
4	.12	.24	.3	.16	.44	1.28
8	.16	.27	.43	.23	.7	2.4
10	.19	.25	.45	.26	.74	2.5
17	.36	.52	.79	.53	1.5	4.4

NOTA: Todos los datos de la tabla están en ms.

LEYES DE ESCALA (MK3):

PEIFFER-WALTZ $\tau_{Ee}^{PW} = 10^3 \times n_e^{-.9} a^{.93} R^{1.63} Z^{.23} e^{-43.3}$ ms

DAUGHNEY $\tau_{Ee}^{DG} = 3 \times 10^{-16} \frac{n_e r_e^{1.5} a^3}{Z^{.5} I_p^{1.5}}$ ms

ALCATOR $\tau_E^{AS} = 3.1 \times 10^{-16} n_e q^{0.5} a^2$ ms

NUEVA ALCATOR $\tau_E^{NAS} = 1.92 \times 10^2 n_e R^{2.04} a^{1.04}$ ms

TABLA 4

Tiempos de confinamiento de la energía electrónica y de la energía deducidos de medidas de esparcimiento Thomson (τ^{EXP}) y calculados a partir de leyes de escala, cuyas expresiones se incluyen. Todos los tiempos están en ms.

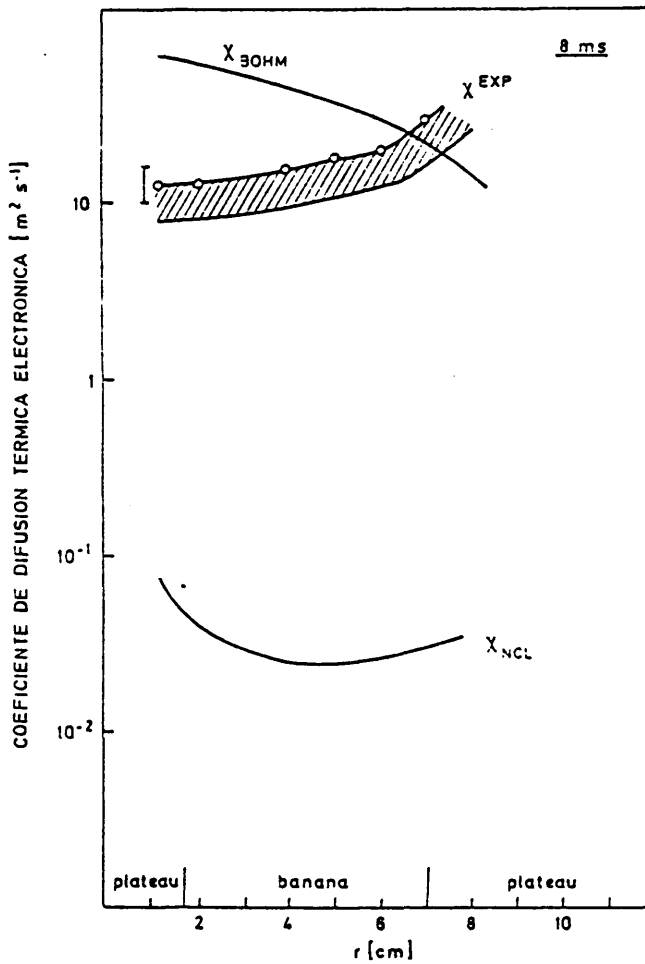


FIG. 4.11.- Coeficiente de difusión térmica electrónica en el máximo de la corriente (X^{EXP}). Se compara con el de Bohm y el predicho por la teoría neoclásica. Se indica el error debido a los errores en los perfiles de T_e y n_e y a la no inclusión de las pérdidas por radiación (franja rayada).

medidor de radiación total, y por tanto no era posible saber que fracción de la energía óhmica era radiada, la franja de la figura indica la variación de la X^{EXP} suponiendo unas pérdidas por radiación del 40%.

A medida que sube la densidad y baja la corriente, los electrones llegan a estar totalmente en el régimen plateau y, aunque sigue $X_{BOHM} = 5 X^{EXP}$, el valor neoclásico está mucho más próximo $X^{EXP} = 140 X_{NCL}$.

La X^{EXP} es del orden de $10 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1}$, y la frecuencia de colisión electrón-ion en el máximo de la corriente y en el centro del plasma $3.5 \times 10^5 \text{ seg}^{-1}$.

b) Descarga de 40 kA

La fig. 4.12 muestra las señales características de una descarga de 40 kA de corriente en el TJ-1 ($q(a)=4.2$). El máximo de la corriente ocurre a unos 7 ms del inicio de la descarga. Se incluye en ella la traza del detector piroeléctrico que se utiliza para evaluar las pérdidas por radiación.

Se han medido perfiles de T_e y n_e a 5, 7 y 13 ms (fig. 4.13a)..c). La temperatura en el centro y en el máximo de la corriente es de 325 eV (no baja más frente a la descarga de 65 kA porque, como se verá, está mucho más contaminado el plasma y eso hace que la temperatura sea alta). El cambio más sobresaliente a primera vista es que los perfiles de densidad ya no son tan planos como en la descarga descrita en a) (el nivel de inyección de gas es

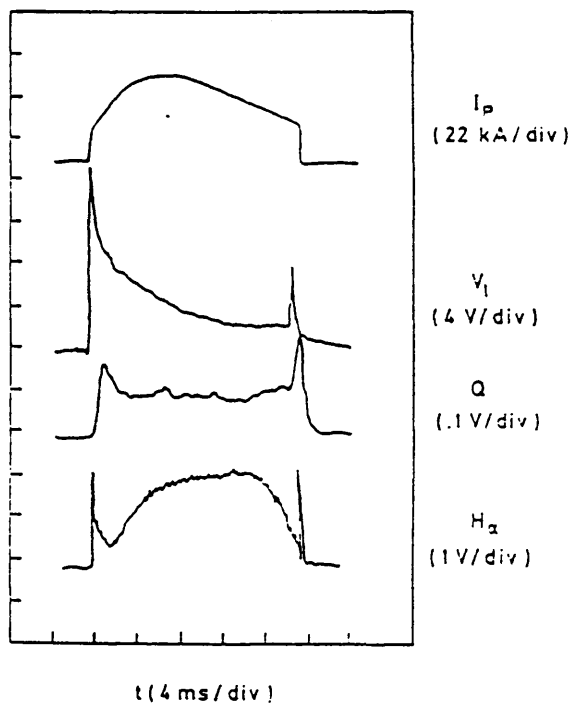


FIG. 4.12.- Señales características de una descarga de 40 kA de corriente máxima.

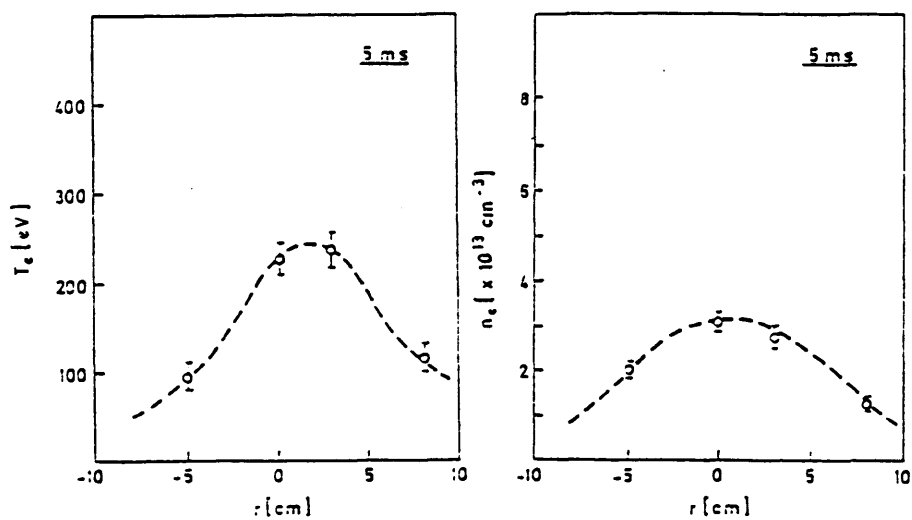


Fig. 4.13a)

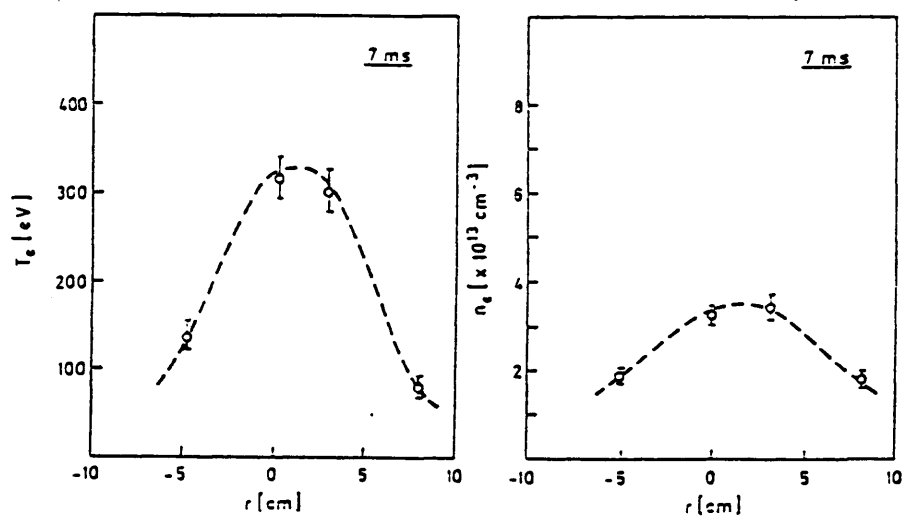


Fig. 4.13b)

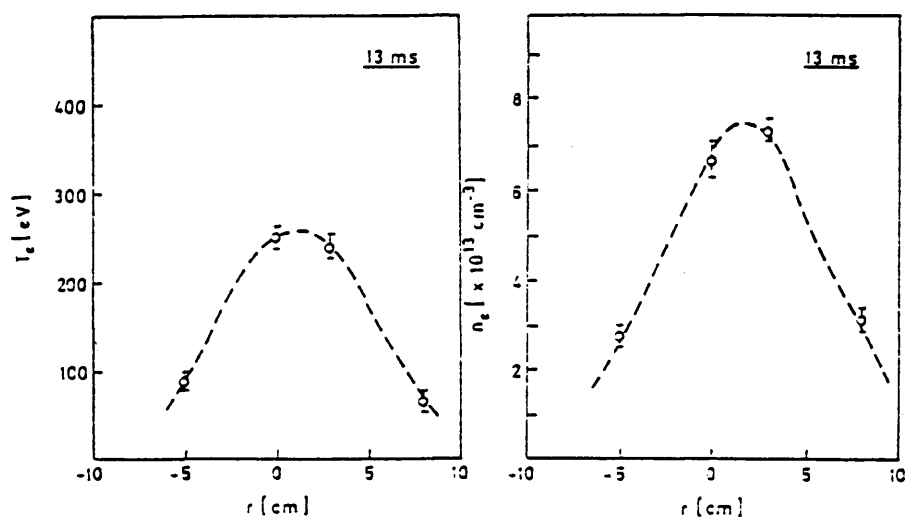


Fig. 4.13c)

FIG. 4.13.- Perfiles de T_e y n_e medidos con esparcimiento Thomson a a) 5 ms, b) 7 ms, c) 13 ms, en la descarga de la fig. 4.12.

similar) y, aunque el valor medio en el volumen no es muy distinto ($\langle n_e \rangle = 1.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ frente a $1.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) la densidad central alcanza valores mucho más altos: en el máximo de la corriente $3.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ frente al antiguo $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$).

Los perfiles ponen de manifiesto un descentramiento del plasma de 1 a 1.5 cm hacia el exterior del toro.

En la fig. 4.14 se muestran los valores centrales y los medios de volumen de T_e y n_e a lo largo de la descarga.

La tabla 5 recoge los valores de las magnitudes de interés. Como se ve, se trata de una descarga bastante contaminada: $Z_{\text{eff}} = 4.5$. En la fig. 4.15a) se muestra la evolución de la Z_{eff} durante la descarga.

Los valores del parámetro de deslizamiento son menores que .1, la conductividad de Spitzer es adecuada. Los valores de la $q(0)$ se mantienen por encima de 1.

La tabla 6 recoge los resultados de los tiempos de confinamiento experimentales y de leyes de escala. Su evolución a lo largo de la descarga se puede ver en la fig. 4.15b). El tiempo de confinamiento de la energía electrónica es de .23 ms en el máximo de la corriente, siendo de 1.5 a 3 veces peor que el dado por las leyes de escala (en algún caso es mejor) y el τ_E en ese mismo instante es de .3 ms, de 4 a 10 veces peor en este caso.

Los valores experimentales de la X_e y los obtenidos según los modelos neoclásico y de Bohm se presentan en la fig. 4.16. El régimen que predomina durante toda la descarga es el de plateau (hacia el final de la descarga se

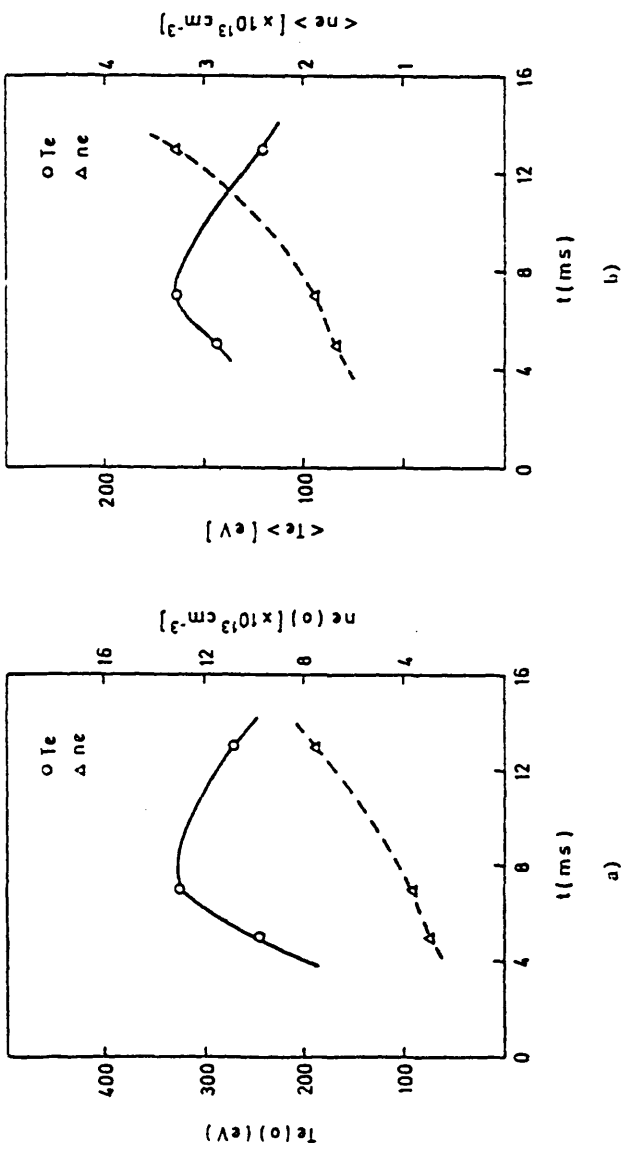


FIG. 4.14.- Evolución de las temperaturas y densidades centrales (a) y valores medios de volumen (b) a lo largo de la descarga de la fig. 4.12.

t [m s]	$T_e(t)$ [eV]	$n_e(t)$ [$\times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$]	$\langle T_u \rangle$ [eV]	$\langle n_i \rangle$ [$\times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$]	$Z_{\text{eff}}(t)$	Z_{eff}	P_{OH} [kW]	W_e [J]
5	246	3.2	144	1.7	4.5	4.6	190	32
7	325	3.6	165	1.9	4.6	4.5	177	40
13	270	7.6	129	3.4	1.7	2.5	96	55

t [m s]	W_1 [J]	P_{e1} [kW]	P_R/P_{OH} (Z)	ξ	$q(t)$	β_p (Z)	β_T (Z)
5	5	1.8	37	.07	1.3	.18	.11
7	13	2.4	40	.06	1.1	.24	.17
13	24	19	70	.03	1.1	.55	.23

TABLA 5

Magnitudes del plasma de la descarga de la fig. 2.12 deducidas de medidas de esparramiento Thomson.

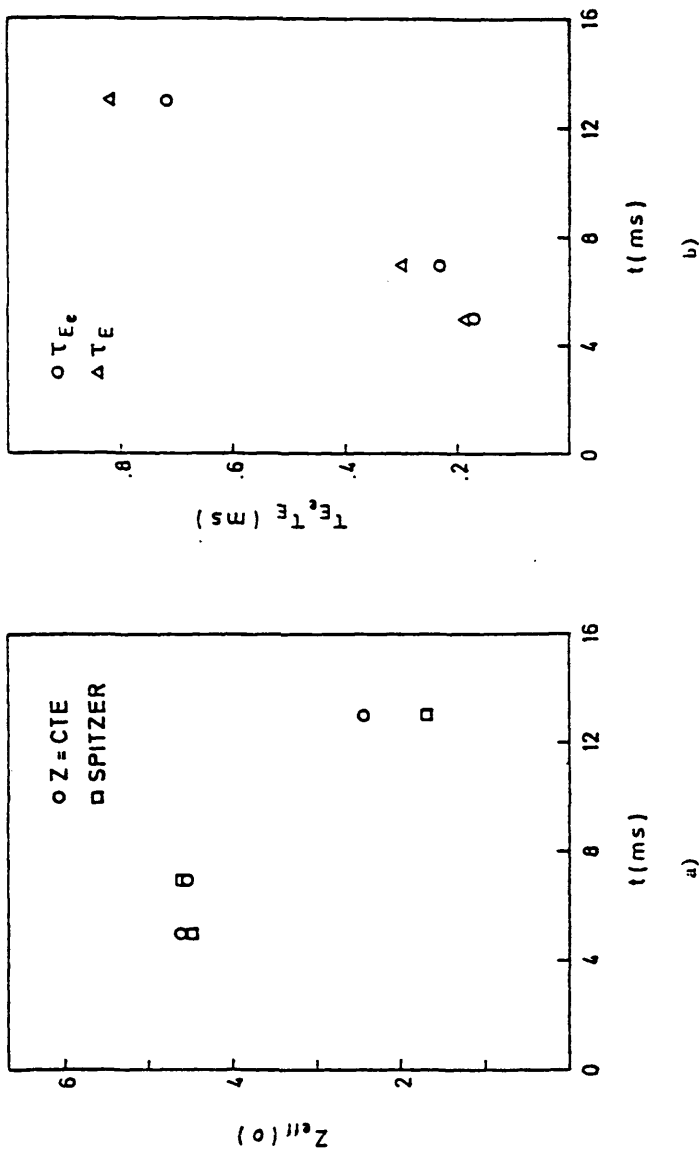


FIG. 4.15.- Evolución de la contaminación en el centro del plasma (a) según los modelos de Z_{eff} constante y Spitzer y de los tiempos de confinamiento de la energía (Z_{E_c} y Z_E) (b) a lo largo de la descarga de 40 kA.

τ [μ s]	$Z_{E_e}^{EXP}$	$Z_{E_e}^{PW}$	$Z_{E_e}^{DC}$	$Z_{E_e}^{EXP}$	$Z_{E_e}^{AS}$	$Z_{E_e}^{NAS}$
5	.17	.39	.48	.19	1.2	3
7	.23	.41	.62	.3	1.3	3.4
13	.72	.61	1.4	.82	2.7	6.4

TABLA 6

Tiempos de confinamiento de la energía electrónica y de la energía total deducidos a partir de los perfiles de T_e y n_e ($Z_{E_e}^{EXP}$) y calculados según leyes de escala para la descarga de 40 kA. Todos los datos están en ms.

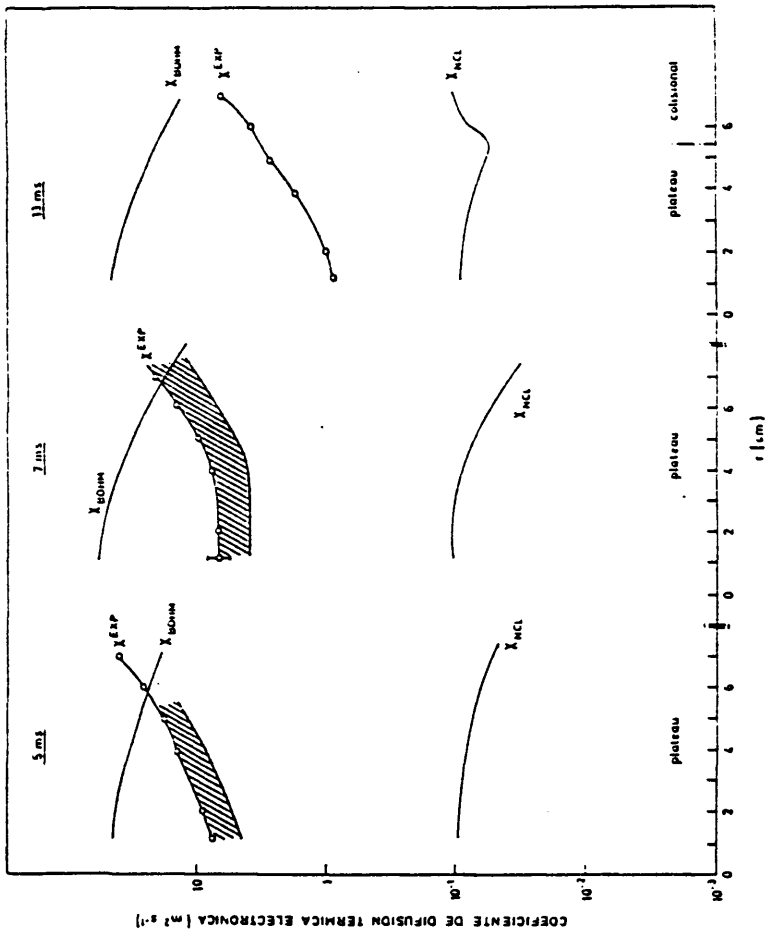


FIG.4.16.- Valores experimentales del coeficiente de difusión térmica electrónica y los obtenidos según los modelos neoclásico y de Bohm. Las franjas rayadas indican la corrección por inclusión de la potencia radiada,

insinúa el colisional, pero para radios ≥ 5 cm). En el máximo de la corriente $X^{exp} = 7 \text{ m}^3 \text{ s}^{-4}$ y $\nu_{ei} = 2 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$. Se da la barra de error que proviene del error en la medida de T_e y n_e , aunque no tiene mucho significado frente a las aproximaciones que se hacen. La señal del piroeléctrico se mantiene prácticamente constante durante la descarga (fig. 4.12), variando las pérdidas por radiación entre el 40 y el 70%. Las franjas de la fig. 4.16 dan la zona en que está comprendido el X^{exp} incluyendo pérdidas por radiación; para 13 ms, las pérdidas (70%) son tan altas que no es posible, sin conocer el perfil de radiación total, saber como afecta al X^{exp} . En este caso, las pérdidas de radiación son muy importantes y el cálculo de la X^{exp} sólo representa su límite superior. Se observa que a medida que aumenta la densidad el confinamiento se acerca más al neoclásico, siendo a 13 ms solamente un factor 10 mayor.

El plasma en esta descarga es 6 veces más colisional que en la descarga de 65 kA descrita anteriormente ya que la T_e es menor en este caso y sobre todo esta descarga está mucho más contaminada.

c) Descarga con tres niveles de inyección de gas

Se midieron perfiles de T_e y n_e en el máximo de la corriente en una descarga en que se alcanzaban 47 kA ($q(a)=3.2$). Las señales características se pueden ver en la fig. 4.17; la radiación total aumenta con la cantidad de gas introducido y, en particular, se observa que en la descarga con mayor inyección de gas aparecen interrupciones tanto en el monitor H_α como en el

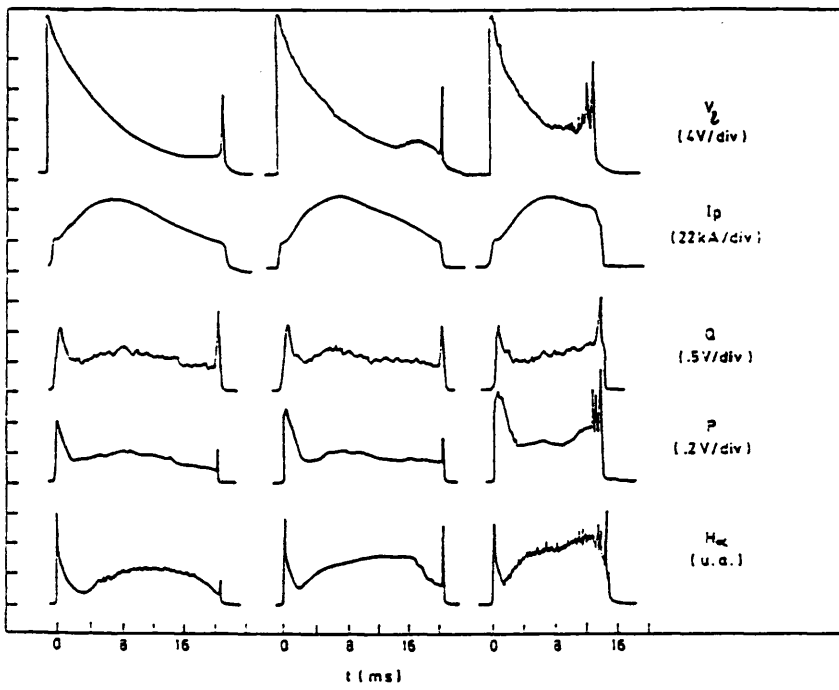


FIG. 4.17.- Señales características de la descarga con tres niveles de inyección de gas caracterizada mediante esparcimiento Thomson. (Q , bolómetro de cuarzo; P, detector piroeléctrico).

piroeléctrico y se acaba súbitamente.

Se utilizaron tres niveles de gas que equivalían a señales de H de .4, .6 y 1 en u. a., como se indica en la figura.

Los perfiles de T_e y n_e obtenidos se muestran en las figs. 4.18a)..c).

La temperatura central no parece muy afectada por los distintos niveles de inyección de gas (su variación estaría dentro del error), en torno a los 325 eV, sin embargo en la posición de medida a 5 cm del centro, hacia el eje del toro, con un cambio en la densidad de casi un factor 2 (de 1.2 a $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)

la temperatura baja de 150 a 75 eV, es decir, hay un enfriamiento en la zona cercana a la pared interior del tokamak fuera de toda barra de error. En las otras posiciones de medida no se aprecian variaciones tan claras.

La tabla 7 muestra los valores de las magnitudes importantes desde el punto de vista del confinamiento y la tabla 8, los resultados de los tiempos de confinamiento τ_E y τ_{E_e} en estos casos.

Mientras el Z_E sigue siendo considerablemente menor que el dado por las leyes de escala, el Z_{E_e} es similar al dado por la ley de Pfeiffer- Waltz.

En cuanto a la $Z_{e_{H^+}}$ no es posible concluir nada. Sería de esperar un comportamiento decreciente con la cantidad de gas inyectado, tal como ocurre en las descargas con $H_{\alpha} = .4$ y $.6$; sin embargo, la $Z_{e_{H^+}}$ de la descarga con $H_{\alpha} = 1.$, que representa una variación significativa en la densidad, no cambia frente a la de $H_{\alpha} = .6$. El valor de la $q(0)$ es en este caso muy pequeño (.5) y

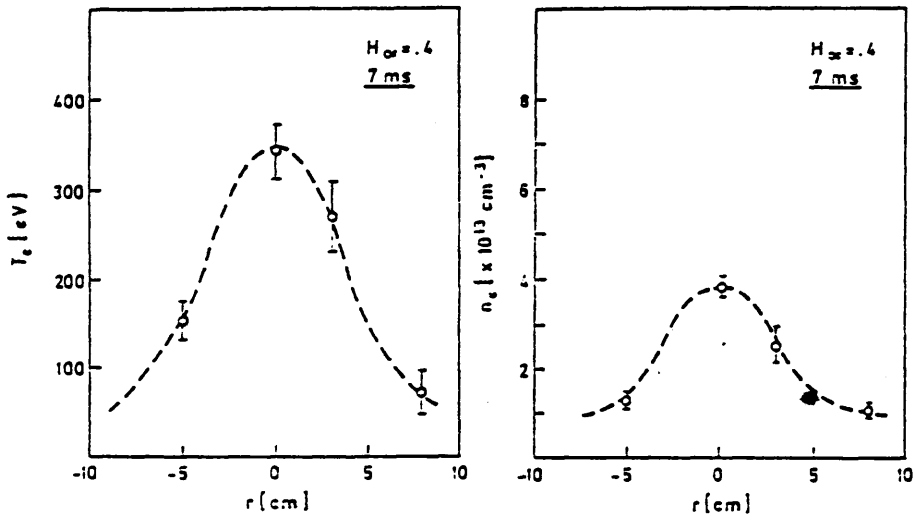


Fig. 4.18a)

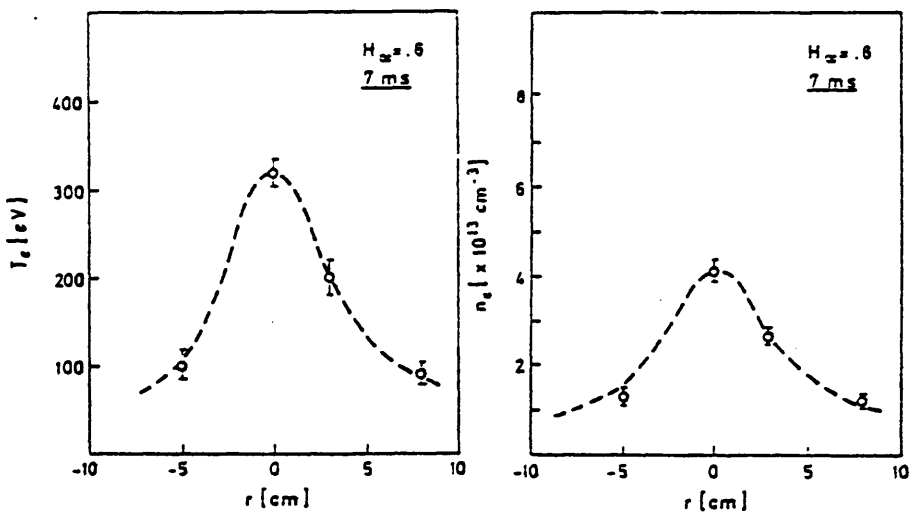


Fig. 4.18b)

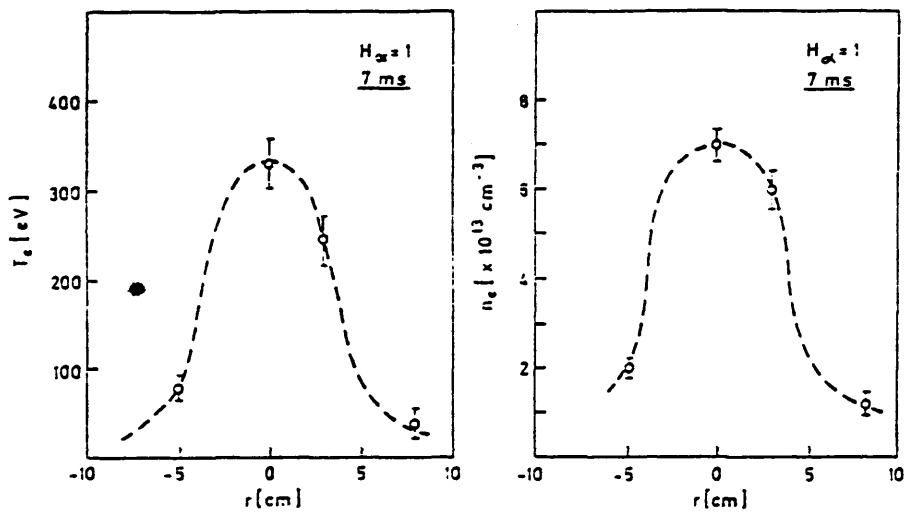


Fig. 4.18c)

FIG. 4.18.- Perfiles de T_e y n_e medidos con esparcimiento Thomson en el máximo de la corriente de la descarga de la fig. 4.17. a),b) y c) corresponden a niveles de inyección de gas(H_{α}) de .4, .6 y 1, respectivamente.

u_{α} [u.a.]	$T_e(\alpha)$ [eV]	$n_e(\alpha)$ [$\times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$]	$\langle T_e \rangle$ [eV]	$\langle n_e \rangle$ [$\times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$]	$Z_{eff}(\alpha)$	Z_{eff}	P_{OH} [KW]	W_e [J]
.4	349	3.9	188	1.98	3.2	3.2	197	33
.6	315	4.1	153	1.44	1.6	1.5	151	28
1	330	7	200	1.55	1.5	1.5	177	40

u_{α} [u.a.]	W_1 [J]	P_{e1} [KW]	$\frac{P_{e1} - P_{OH}}{P_{OH}}$	β	$\eta(\alpha)$	$\langle \beta_p \rangle$ [%]	$\langle \beta_T \rangle$ [%]
.4	9	6	53	.09	.87	.12	.12
.6	10	8	58	.1	.75	.11	.11
1	17	16	62	.08	.56	.18	.18

TABLA 7

Magnitudes deducidas de medidas de esparcimiento Thomson en descargas con tres niveles de inyección de gas (Fig. 4.17), en el máximo de la corriente.

μ_x	$Z_{E_e}^{exp}$	$Z_{E_e}^{PW}$	$Z_{E_e}^{DG}$	$Z_{E_e}^{EXP}$	$Z_{E_e}^{AS}$	$Z_{E_e}^{NA}$
.4	.17	.29	.5	.21	1	2.9
.6	.2	.25	.54	.26	1	3
1	.25	.26	.81	.32	1.5	4.3

TABLA B

Tiempos de confinamiento de la energía electrónica y de la global experimentales y calculados según leyes de escala para la descarga de la fig. 4.17, en el máximo de la corriente. Todos los tiempos están en ms.

probablemente los modelos de densidad de corriente empleados no sean adecuados en este caso.

En la fig. 4.19 se pueden ver los coeficientes de difusión térmica en los tres casos y la corrección por inclusión de las pérdidas por radiación, en algún caso muy elevadas ($H_{\text{m}}=1$, $R_{\text{p}}/R_{\text{m}}=62\%$, ver tabla 7). Se puede ver una aproximación al modelo neoclásico según aumenta la densidad: de un factor 60 en la descarga con $\bar{n}_e = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ a uno de 30 en la de $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. La frecuencia de colisión electrón-ión está entre $.7$ y $1.3 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$.

d) Resultados de interés para la operación del TJ-1

Las medidas de esparcimiento Thomson no sólo son de interés desde la perspectiva del confinamiento, sino que proporcionan una valiosa información en cuanto a la operación de la máquina.

Descentramientos de la columna del plasma se manifiestan en los perfiles de densidad y temperatura electrónicas. A pesar de medir solamente en cuatro posiciones radiales, éstas han sido elegidas de tal manera que, bajo la hipótesis lógica de simetría, permiten detectar desplazamientos del plasma del centro de la cámara tokamak. El plasma de la descarga de 40 kA de corriente descrita anteriormente, sufre un desplazamiento hacia el exterior del toro de aproximadamente 1-1.5 cms (fig. 4.13).

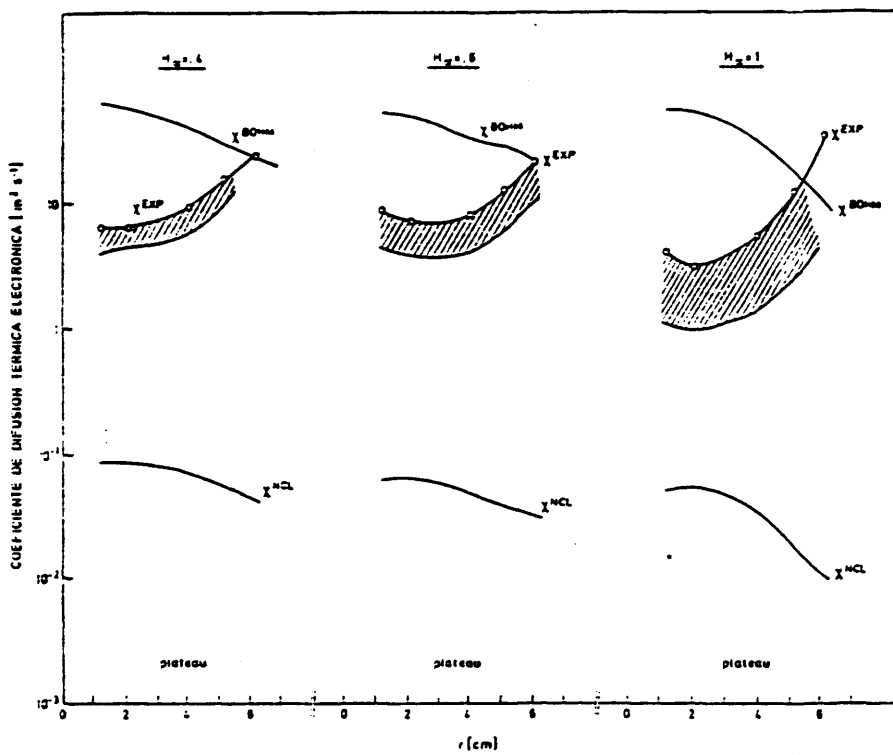


FIG. 4.19.- Coeficientes de difusión térmica electrónica, experimental y calculado según los modelos neoclásico y de Bohm. La franja rayada incluye las pérdidas por radiación.

Se han detectado también perfiles de temperatura huecos, no sólo al inicio de la descarga, como el que se muestra en la fig. 4.7a), sino en la zona caliente de la descarga, que ya no se puede atribuir al tiempo que requiere la corriente para penetrar en el plasma, sino a una descarga muy contaminada en que el centro del plasma es enfriado por radiación de impurezas y la potencia óhmica es máxima fuera del centro del plasma (30). Uno de tales perfiles se muestra en la fig. 4.20. Es típico en estos casos una gran fluctuación de la temperatura. No se trata de un mero descentramiento del plasma, ya que el perfil de densidad indica lo contrario.

Se ha seguido la evolución del grado de limpieza durante aproximadamente un mes después de una apertura del tokamak, comprobando la efectividad del procedimiento de acondicionamiento de la cámara empleado. En la fig. 4.21 se muestra la Z_{eff} en función del tiempo. Se indica en ella el tipo de operación del tokamak durante ese periodo.

La primera medida se hizo dos días después del cierre de la cámara de vacío, durante los cuales se hicieron solamente descargas de limpieza. La $T_e(0)$ alcanzó valores de casi 600 eV y la Z_{eff} de 7.

Habitualmente, las descargas tokamak se hacen en dos tandas diarias, de 2 a 3 h, separadas por 1 o 2 h de descargas de limpieza; cuando el tokamak está muy sucio este periodo intermedio de limpieza entre descargas tokamak se nota en la Z_{eff} y en la T_e . Las barras de la figura incluyen las oscilaciones de Z_{eff} durante el día.

Durante este tiempo por las noches se dejaba la máquina con gas y

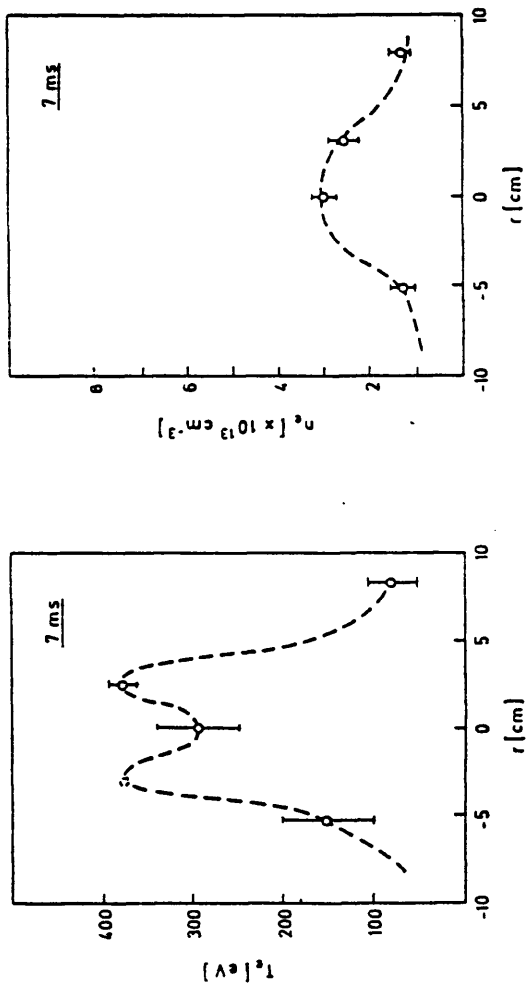


FIG. 4.20.- Perfiles de T_e y n_e medidos con esparramiento Thomson en la fase caliente de una descarga. El perfil de T_e es hueco, probablemente debido a una gran contaminación del plasma.

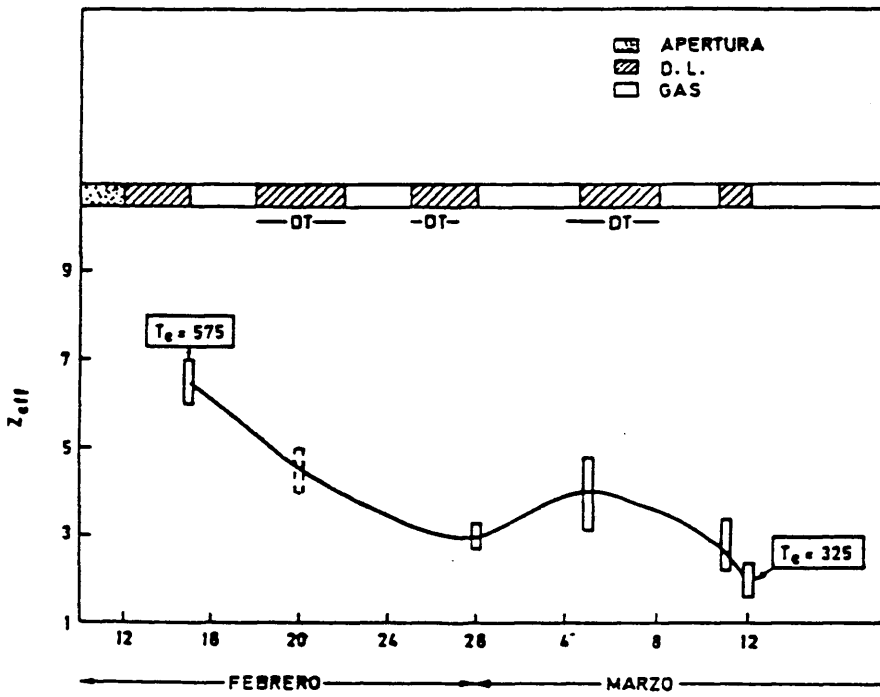


FIG. 4.21.- Evolución del nivel de contaminación del plasma a lo largo de un mes después de una apertura de la cámara. Se indica el tipo de operación mantenida (D.L.= descargas de limpieza, DT= descargas tokamak) y la fluctuación de la Z_{eff} durante el día.

solamente se hacían 2 h de descargas de limpieza antes de las descargas tokamak y en el intermedio entre ellas. El menor valor de la $Z_{\text{eff}} (= 2)$ se obtuvo un día en que las descargas de limpieza se mantuvieron toda la noche.

Entre las medidas del 28 de Febrero y el 5 de Marzo se aprecia un empeoramiento del grado de limpieza, esto puede ser debido a que entre esos días no se hicieron ni descargas de limpieza ni tokamak.

Por último, el dato que en la figura se da punteado, es una estimación de la Z_{eff} deducida de la zona del diagrama de Hugill en que se encontraba el TJ-1 (diagrama $1/q$ frente a $\langle n_e \rangle R_p / B_p$, (31)).

5. ESTUDIOS CRUZADOS ESPARCIMIENTO THOMSON - RADIACIÓN

Se dedica este capítulo a estudios en que se complementan las medidas obtenidas mediante esparcimiento Thomson con la observación de la radiación emitida por el plasma, tanto emisión de línea y del continuo en el visible como bolométrica.

La motivación de estos estudios fué doble.

Por una parte se deseaba caracterizar de la forma más completa posible el confinamiento del plasma en el TJ-1. La ayuda de diversas medidas de radiación permite obtener el tiempo de confinamiento de partículas mediante un método perturbativo y la inclusión de las pérdidas por radiación en la evaluación de los tiempos de confinamiento de la energía global y electrónica. Se observó también que la medida de las pérdidas totales de radiación por partícula se puede utilizar en este tokamak como monitor de la Z_{eff} (51).

Por otro lado, en el análisis de los perfiles de T_e y n_e descrito en el capítulo 4, ha sido necesario fijar la distribución radial de la densidad de corriente (modelo de Spitzer) o bien el perfil radial de la Z_{eff} . Mediante la observación de los perfiles de emisión del continuo en el visible, se ha obtenido información experimental sobre ambos. En particular, la identificación de la posición de las superficies singulares de esta manera permite determinar de forma sencilla $q(r)$ y por tanto $j(r)$. Se comparan los resultados en cuanto a la evaluación de parámetros del plasma (52).

El capítulo se ha estructurado en tres secciones: 5.1 está dedicada a la utilización dada a la observación del continuo, 5.2 a la potencia total radiada y 5.3 a la estimación del tiempo de confinamiento de partículas mediante inyección de impurezas por desorción láser y observación de la perturbación en la emisión de una línea de C V. En cada una de ellas se explican los fundamentos y se discuten los resultados.

5.1. EMISION DEL CONTINUO

En general, la radiación del continuo en un plasma está compuesta por radiación de enfrenamiento y de recombinación. La emisión de enfrenamiento proviene de la aceleración de los electrones en el campo coulombiano de los núcleos cargados positivamente. La potencia radiada por unidad de volumen y de longitud de onda es (32):

$$\frac{dP_{\lambda}^B}{d\lambda} = \frac{16e^6}{3c^2} \left(\frac{\pi}{6m^3} \right)^{1/2} \frac{n_e n_i Z_i^2}{T_e^{1/2} \lambda^3} \bar{g}_0 \exp \left[- \frac{hc}{T_e \lambda} \right] \quad (5.1)$$

\bar{g}_0 es el factor de Gaunt.

Por otra parte, la potencia radiada por unidad de volumen y de longitud de onda debida a la emisión de radiación por captura de un electrón libre por un núcleo (recombinación) es:

$$\frac{dP_{\lambda}^R}{d\lambda} = \frac{64e^{10}}{3h^2 c^2} \left(\frac{\pi}{6m} \right)^{1/2} \frac{n_e n_i Z_i^4}{T_e^{3/2} \lambda^2} \bar{g}_R \exp \left[-\frac{hc}{T_e \lambda} \right] \left(\sum_n \frac{\exp [hc/T_e \lambda_n]}{n^3} \right)$$

donde λ_n es la longitud de onda límite para el estado ligado con número cuántico principal n ($\lambda_n > \lambda$), \bar{g}_R el factor de Gaunt correspondiente y Z_i la carga iónica.

La relación entre ambas es:

$$\frac{(dP_{\lambda}^A/d\lambda)}{(dP_{\lambda}^B/d\lambda)} = \frac{2 \chi_n \bar{g}_R}{T_e \bar{g}_B} Z_i^2 \left(\sum_n \frac{\exp [hc/T_e \lambda_n]}{n^3} \right)$$

χ_n = potencial de ionización del hidrógeno.

En el visible y para $T_e > 100$ eV, este cociente es muy pequeño. En consecuencia, el continuo visible del espectro es prácticamente emisión de enfrenamiento.

Como hay varias clases de impurezas en varios estados de ionización, la ecuación (5.1) queda:

$$\frac{dP_{\lambda}^B}{d\lambda} = \frac{1.89 \times 10^{-28} n_e \sum n_i Z_i^2 \bar{g}_B}{T_e^{1/2} \lambda^2} \exp \left[-\frac{12400}{T_e \lambda} \right] \quad [W \text{ cm}^{-3} \text{ \AA}^{-1}]$$

donde n_e está en cm^{-3} , λ en \AA y T_e en eV.

$$\epsilon_{\lambda} = \frac{dP_{\lambda}^B}{d\lambda} = \frac{1.89 \times 10^{-27} n_e^2 Z_{+}^2}{T_e^{1/2} \lambda^2} \bar{g}_0 \exp \left[-\frac{12400}{T_e \lambda} \right]$$

El factor de Gaunt, \bar{g}_0 , a $w \gg w_p$ (w_p =frecuencia del plasma) se puede aproximar como (33):

$$\bar{g}_0 = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \left\{ \ln \left[\left(\frac{T_e}{h\nu} \right)^2 \frac{T_e}{Z^2 E_N} \right] - .0577 \right\}$$

En la región de los rayos X blandos la radiación de enfrenamiento no es despreciable frente a la de recombinación. Otra dificultad en esa zona ocurre debido a los átomos del plasma no totalmente ionizados, cuya carga nuclear está apantallada por los electrones que retiene éste. En este caso, en las colisiones remotas, que determinan la resistencia del plasma y el enfrenamiento en la parte visible del espectro, los electrones "ven" la carga del ión Z_i , mientras que en colisiones cercanas que dan emisión de rayos X, un electrón puede penetrar mucho en el ión, sintiendo una carga efectiva del ión mucho mayor que la real (en el caso extremo la carga del núcleo).

5.1.1. Islas magnéticas

De la observación de los perfiles de emisión del continuo en el visible se puede obtener información sobre la posición de las superficies racionales de q y deducir la dependencia radial de la densidad de corriente. Es un método

sumamente simple una vez que uno se asegure de que el continuo observado no está contaminado por emisión de líneas. No requiere suposiciones o datos adicionales como ocurría al obtener $j(r)$ utilizando las medidas de esparcimiento Thomson, sino que $j(r)$ se obtiene directamente.

En un tokamak, el campo magnético es tal que las líneas de campo recorren indefinidamente el volumen del toro, cubriendo ergódicamente un conjunto de superficies toroidales anidadas o superficies magnéticas (fig. 5.1a)). En la teoría MHD se demuestra que las superficies magnéticas son también superficies de presión cinética constante ($p = n_i T_i + n_e T_e$). La superficie magnética que se aproxima a una línea es el eje magnético. Las superficies magnéticas se llaman también de flujo, por ser el flujo magnético poloidal y toroidal constante.

Hay algunas superficies magnéticas en que las líneas de campo se cierran sobre sí mismas tras haber dado varias vueltas al toro; son las superficies en que la transformada rotacional, q (número de vueltas de las líneas de campo en dirección toroidal/número de vueltas en dirección poloidal), toma valores racionales y se llaman superficies racionales.

La conductividad térmica paralela a las líneas de campo es mucho mayor que la perpendicular, incluso teniendo en cuenta el transporte neoclásico (34). En consecuencia, la temperatura se equilibra muy rápidamente en las superficies magnéticas.

Como $n_e \approx n_i$, $p = n_e (T_e + T_i)$ y como T_e y T_i son esencialmente constantes en una superficie magnética, n_e también lo es.

Las superficies magnéticas pueden estar alteradas debido al desarrollo de inestabilidades MHD en el plasma. En particular, la existencia de una pequeña pero finita resistividad eléctrica permite que las líneas de campo se puedan romper y reconectar, formando islas magnéticas en torno a las superficies resonantes. Estas son filamentos de plasma con un conjunto propio de superficies de flujo anidadas rodeando un eje magnético propio local. Cada isla recorre el toro siguiendo la línea de campo cerrada que forma su eje magnético. La estructura completa de la isla se cierra sobre sí misma tras recorrer el toro un número racional de veces.

Una perturbación es un modo resonante si su helicidad coincide con la de las líneas de campo a un radio r_s , donde $q(r_s) = m/n$ (número de nodos poloidales / número de nodos toroidales). Para valores dados de m y n , la corriente perturbada será exactamente paralela a las líneas de campo de equilibrio en el radio resonante r_s . Cuando, a los campos de equilibrio, se añaden los producidos por las corrientes perturbadas, conducen a la formación de islas magnéticas centradas en las superficies resonantes (fig. 5.1b)).

Si el crecimiento de las islas es energéticamente favorable se producen inestabilidades reconectantes.

El transporte de energía aumenta en presencia de islas, ya que las regiones conectadas por líneas de campo están cortocircuitadas en cuanto a T_e y n_e se refiere.

En el equilibrio, los procesos colisionales que causan el transporte de energía térmica radial son lentos en comparación con el transporte a lo largo

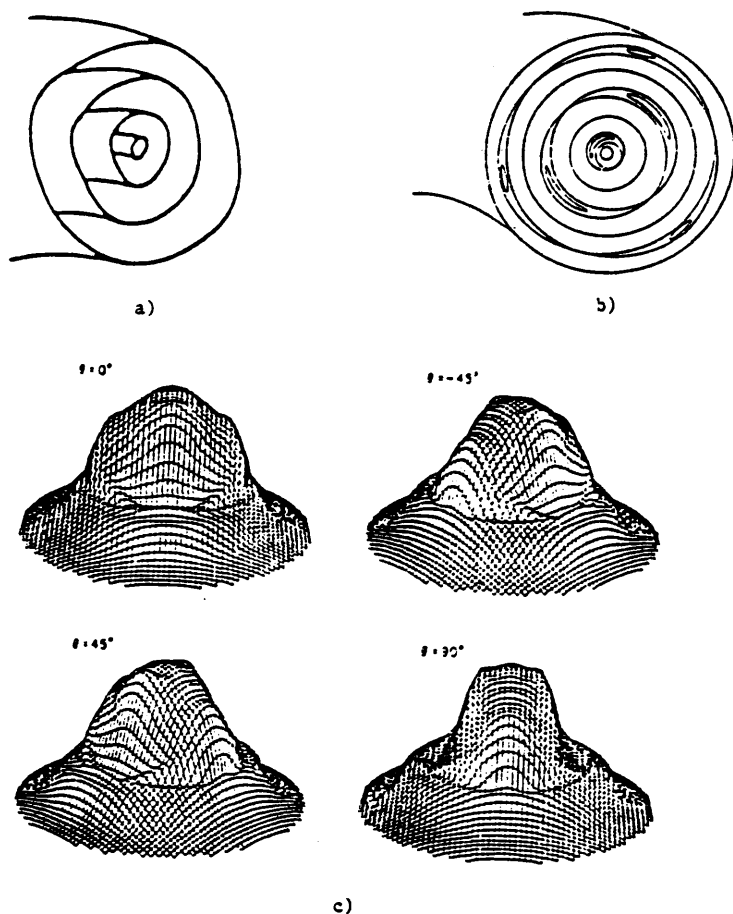


FIG. 5.1.- a) Superficies magnéticas ideales en un tokamak
b) Superficies magnéticas con islas $m=1, 2, 3$.
c) Diferentes vistas de la emisividad de una sección de un plasma con islas en torno a la superficie racional $q=2$, obtenidas con tomografía de rayos X (38).

de las líneas de campo. Sin embargo, en las islas magnéticas, el transporte radial se hace muy rápido debido a que regiones internas y externas de ella están en la misma superficie de flujo.

Esto produce una disminución del tiempo de confinamiento de la energía, lo que no es muy deseable. Si las islas se hacen muy grandes o si, aunque se saturan en crecimiento, interaccionan con otras, pueden producirse disrupciones mayores provocando el final de la descarga.

3.1.2. OBSERVACION DE LAS SUPERFICIES RACIONALES EN EL CONTINUO

La estructura radial de la emisión del continuo en el visible se puede interpretar como debida a la presencia de islas magnéticas:

Cuando una línea de campo magnético conecta regiones del plasma con distintas temperaturas electrónicas, como ocurre en la formación de una isla, se establece una diferencia de potencial en la región intermedia, que impide el escape libre de electrones de la región con mayor T_e . Los iones serían acelerados en esta región hacia la zona con menor valor de T_e . Este campo eléctrico dirigido hacia la periferia del plasma debido a la separación de carga tiende a impedir a los iones de impurezas su penetración desde el borde al centro del plasma, a través de la isla. Se produce así una acumulación de impurezas y por tanto un aumento de la radiación de enfrenamiento en la frontera exterior de la isla (35).

La estructura de los perfiles radiales de emisión de enfrenamiento en el visible da información de la posición de las islas magnéticas, y por tanto de la posición de las superficies magnéticas con valores de q racionales. Este hecho ha sido confirmado mediante un experimento perturbativo en el tokamak T-7, para el caso $q=2$ (36, 37).

La obtención del perfil radial de q permite deducir inmediatamente el perfil de la densidad de corriente, ya que:

$$q(r) = \frac{2\pi}{\mu_0 R} B_t \frac{r^2}{\int_0^r j(r) 2\pi r dr}$$

La estructura sistemática que se observa en la emisión del continuo visible en muchas descargas del TJ-1 se ha interpretado como debida a la existencia de islas magnéticas. Aunque actualmente no se dispone (en fase de desarrollo) de las matrices de detectores de rayos X blandos que normalmente se utilizan para reconstruir la estructura de las islas (38), sin embargo hay varios argumentos que apoyan dicha interpretación del continuo visible (fig.5.2):

- Barridos consecutivos sugieren la rotación de la isla.

- Para descargas tokamak en las mismas condiciones, en perfiles obtenidos en el mismo instante, las posiciones de las q racionales no varían apreciablemente.

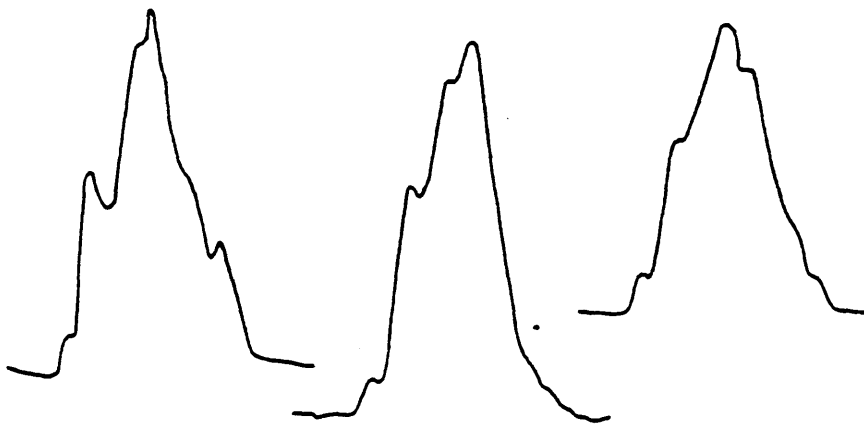


FIG. 5.2.- Algunos barridos del continuo visible en que se manifiesta una estructura sistemática que se ha relacionado con la posición de superficies racionales.

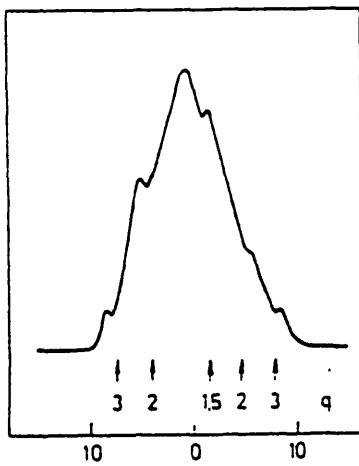


FIG. 5.3.- Perfil de la emisión del continuo en que se identifican las superficies con $q = 1.5, 2$ y 3 .

- No siempre se observa estructura.

En el análisis habitual que se hace de los datos de esparcimiento Thomson para hallar la Z_{eff} , se supone un perfil de densidad de corriente según un modelo. Se han comparado para una descarga los perfiles de j que se obtienen con esparcimiento Thomson (modelo de Spitzer) y los determinados a partir de la localización de las superficies con q racional por el método del continuo a lo largo de una descarga del TJ-1.

La descarga fija que se usó para este estudio tenía 40 kA de corriente máxima, con un valor de q en el borde de 4 (fig. 4.12). En la fig. 5.2 se muestran varios barridos del continuo a $5233 \pm 2 \text{ \AA}$. Los perfiles de T_e y n_e se han medido a 5, 7 y 13 ms (fig. 4.13a..c) .

Las posiciones de las q 's racionales se han fijado en los puntos en que la emisión presentaba una inflexión. En la fig. 5.1c) se puede ver el aspecto de la emisión de un plasma con islas en $q=2$ (38); es evidente que si uno está observando el plasma a lo largo de una cuerda que varía en el tiempo para obtener un perfil de emisión, dependiendo de la orientación relativa de la isla en ese momento, puede aparecer en el perfil una zona de mayor emisión, dos o ninguna. Es decir, no en todos los perfiles se verán exactamente igual.

Se han utilizado perfiles obtenidos en varias descargas en las mismas condiciones y se ha deducido la posición de la $q=1.5, 2$ y 3 en los momentos de la descarga en que se han medido perfiles de T_e y n_e (en la fig. 5.3 se indica la posición de las q 's singulares en un perfil del continuo). En la fig. 5.4 se pueden ver los perfiles de $q(r)$ obtenidos por este método, con el

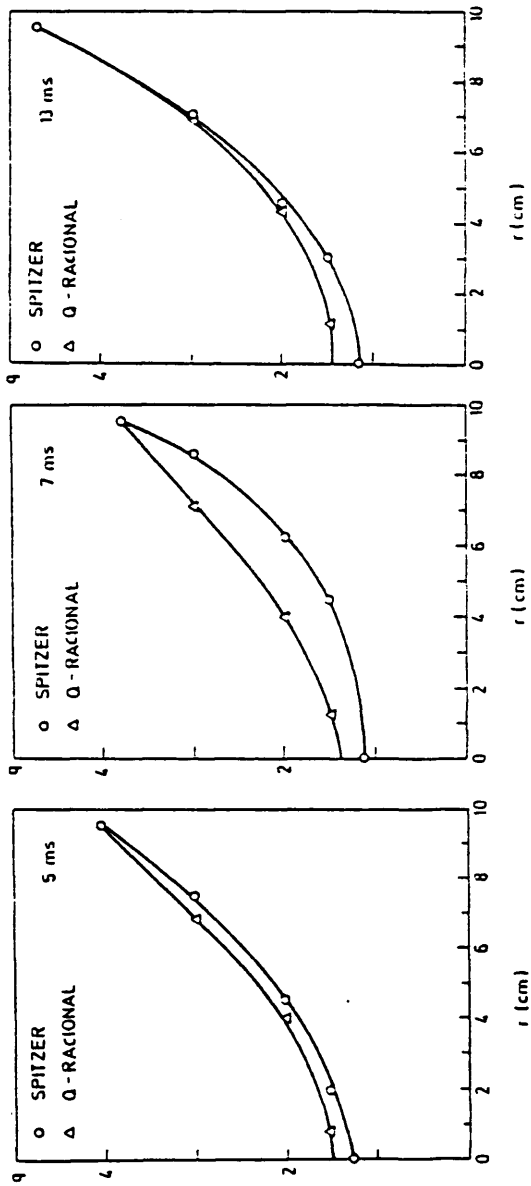


FIG. 5.4.- Comparación de los $q(r)$ obtenidos por localización de las superficies con q racional a partir de las observaciones del continuo visible y del análisis de datos de esparramiento Thomson utilizando el modelo de Spitzer.

dato adicional del valor de q en el borde. Excepto en el máximo de la corriente la diferencia es pequeña.

Los valores que se obtienen de $q(0)$ medidas con el continuo son mayores en general que los dados por el modelo de Spitzer; sería interesante hacer la comparación para una descarga con baja q en el borde y el plasma limpio, pues en este caso con el modelo de Spitzer se obtienen valores de la q en el centro bastante menores de 1, lo que según la MHD es imposible.

Hemos utilizado el $q(r)$ así obtenido para deducir $j(r)$. En la fig. 5.5a) se muestra una comparación entre estos perfiles de densidad de corriente y los obtenidos a partir de perfiles de esparcimiento Thomson según el modelo de Spitzer en el máximo de la corriente. En este caso la corriente en la zona central del plasma predicha por el modelo de Spitzer es mayor, por lo que los tiempos de confinamiento de la energía en esa zona son menores que los deducidos a partir de las medidas de la posición de las q racionales.

Ambos análisis producen diferencias significativas en la dependencia espacial de la Z_{eff} , como se puede ver en la fig. 5.5b).

5.2. PERDIDAS POR RADIACION

La radiación de un plasma tokamak típico se extiende desde el infrarrojo

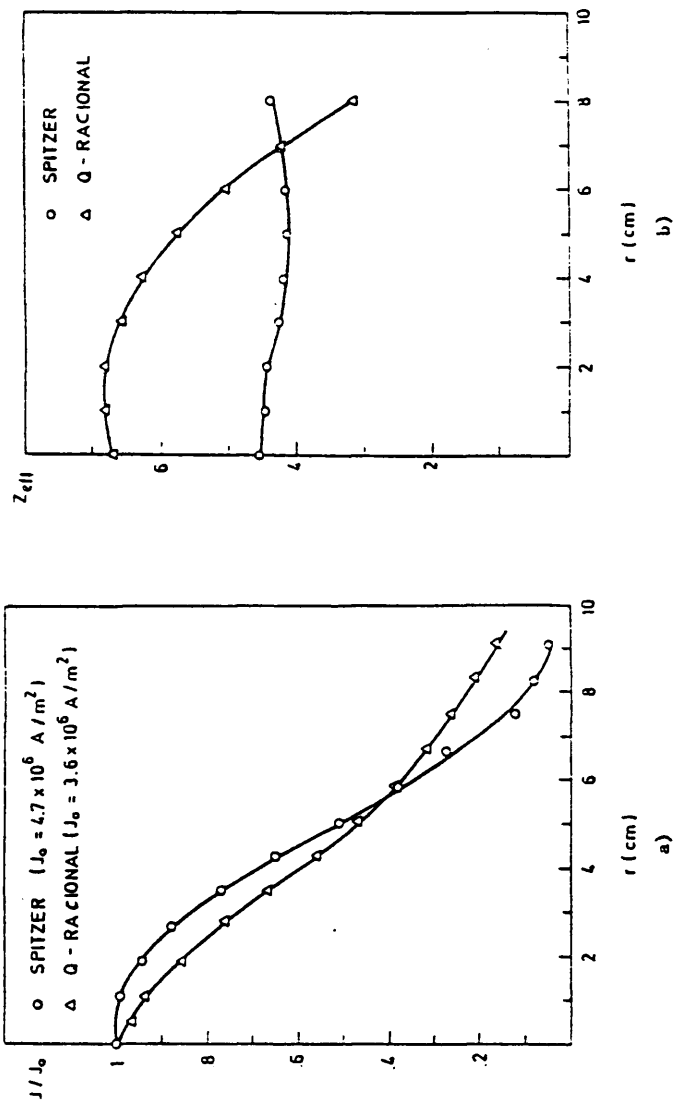


Fig. 5.5.- a) Densidad de corriente normalizada al valor central que se obtiene según el modelo de Spitzer con datos de esparcimiento Thomson y por observación de la estructura radial del continuo(q-racional). b) Distribución radial de la contaminación del plasma utilizando ambos perfiles de corriente y los de temperatura y densidad electrónicas.

lejano (radiación ciclotrón) a los rayos X (radiación de enfrenamiento y de líneas de impurezas). La mayoría de la emisión con las temperaturas que se alcanzan en los dispositivos de confinamiento corresponde a la zona del ultravioleta de vacío y rayos X.

Aunque a mediados de los 70 se suponía que las pérdidas por radiación eran pequeñas frente a la potencia óhmica inyectada se encontró sin embargo, al ser instalados bolómetros, que en muchos tokamaks no sólo no son despreciables sino que fácilmente representan más del 40% de la potencia inyectada (1). Para hacer un balance de energía es esencial tener una medida de las pérdidas por radiación.

Sin embargo, a pesar de su interés, hay pocos estudios empíricos que traten de determinar la dependencia de la potencia radiada con parámetros del plasma. La mayoría de los trabajos en torno a ella estudian la relación P_r / P_{ohm} en el rango de operación de una máquina (39) o bien tratan de poner de acuerdo observaciones espectrométricas y bolométricas (40) o simplemente incluyen estas pérdidas en los balances de energía (41).

En algunos trabajos (42, 43) se sugiere una dependencia lineal con la densidad electrónica y comportamiento contradictorio en cuanto a la corriente del plasma y al campo toroidal. En general se admite una dependencia con el grado de contaminación y con la temperatura electrónica.

Los dos bolómetros que se han descrito en la sección 2.3. se han utilizado para:

- Estimar la fracción de potencia que se pierde por radiación e incluirla en el balance de energía.

- Estudiar la dependencia de la radiación total con el grado de contaminación del plasma.

Potencia radiada: Influencia en el confinamiento de la energía

Según el procedimiento de calibración que se indicó en la sección 2.3, en las descargas tokamak del TJ-1 estudiadas la potencia radiada está entre el 40-70% de la inyectada.

Para determinar cuál de las impurezas presentes en el plasma domina en la radiación global, se siguió la evolución de la señal del piroeléctrico y la emisión de línea de las principales impurezas presentes en la cámara (O, C, Fe, Cr) durante un día de descargas tokamak iguales. Se pudo apreciar un ligero y monótono aumento en la potencia radiada y en la emisión del oxígeno. No se observaron variaciones significativas en la emisión del carbono y de las impurezas pesadas. Esto permitió concluir que la contribución del oxígeno a las pérdidas por radiación es considerable, del 60%. (Se hizo uso de: $P_r = n_e \cdot (R_o + R_c + R_{Fe} + R_{Cr})$, siendo R la potencia radiada por electrón del elemento correspondiente).

La descarga en que se hizo esta estimación tenía una $Z_{eff} = 2$, $I_p = 50$ kA y las pérdidas por radiación eran del 40-50% de la potencia óhmica. (En otro momento, otras impurezas pueden contribuir de manera apreciable, dependiendo sobre todo del acondicionamiento de la pared de la cámara de vacío).

Se han calculado los tiempos de confinamiento de la energía electrónica y de la energía teniendo en cuenta las pérdidas por radiación ($\tau_{e_e}^k$ y τ_e^*) para la descarga de 47 kA en que se habían utilizado varios niveles de inyección de gas. En la tabla 9 se comparan estos tiempos de confinamiento con los obtenidos sin incluir pérdidas por radiación. En algún caso hay un aumento de un factor 2. Las pérdidas por radiación aumentan con la densidad (tabla 7).

Relación entre potencia radiada y grado de contaminación

La fig. 5.6 muestra la potencia radiada por electrón (P_r / \bar{n}_e) en unidades arbitrarias frente a la densidad electrónica media de línea. Los puntos dibujados corresponden al mismo instante en descargas con valores próximos de corriente (42 ± 3 kA) pero diferente inyección de gas. Su comportamiento es similar al observado en la Z_{eff} con la densidad: una mejora en la limpieza a medida que aumenta la densidad (1).

En vista de este paralelismo, se hizo un estudio cuantitativo de la correlación entre la potencia radiada por electrón y la Z_{eff} del plasma.

H_{α} [u.a.]	τ_{E_e}	$\tau_{E_e}^*$	τ_E	τ_E^*
.4	.17	.35	.21	.45
.6	.2	.44	.26	.6
1	.25	.6	.32	.85

TABLA 9

Tiempos de confinamiento de la energía correspondientes a las descargas de la fig. 4.17, incluyendo (τ^*) y sin incluir (τ) las pérdidas por radiación en el balance energético. Todos ellos están en ms.

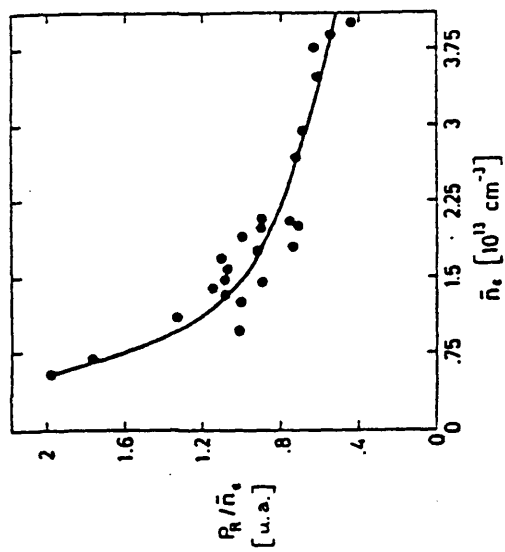


FIG. 5.6.- Potencia relativa radiada por electrón en un mismo instante en descargas con distinta inyección de gas frente a la densidad electrónica media de línea.

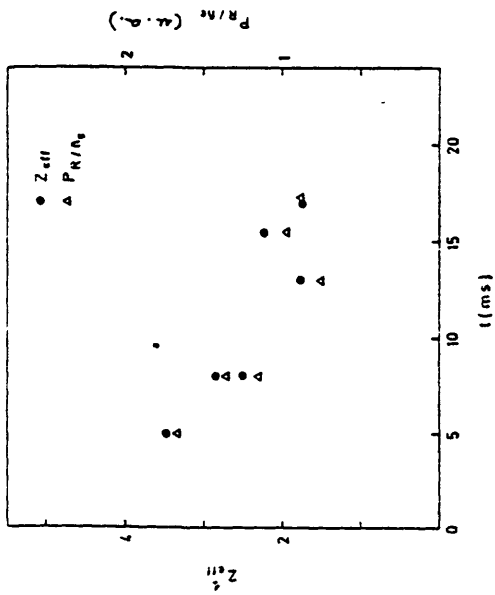


FIG. 5.7.- Comparación en distintas descargas e instantes entre la potencia relativa radiada por electrón y la Z_{eff} en el centro del plasma suponiendo $q(0)=1$.

Se hizo una comparación en distintas descargas entre la P_r/\bar{n}_e y la contaminación en el centro del plasma, con la hipótesis de $q(0)=1$ (Z_{eff}^1). Como se ve en la fig. 5.7 la correlación era asombrosa. Nótese que las diferencias entre las Z's no son muy grandes. Este modelo no es siempre apropiado para el plasma del TJ-1 pero tiene la ventaja de no exigir perfiles de T_e y n_e .

Medidas en descargas (caracterizadas en la sección 4.3c) con tres niveles de inyección de gas, utilizando los modelos de Spitzer y de Z_{eff} constante, indicaban el mismo tipo de variación con la densidad pero más rápida en el caso de P_r/\bar{n}_e . La $q(0) < 1$ y la evidente actividad de las descargas con mayor densidad, dejaban la duda de si los modelos utilizados eran adecuados en este caso.

Finalmente, se analizaron perfiles de T_e y n_e medidos a lo largo de una descarga (sección 4.3b) no sólo mediante los modelos antes mencionados sino utilizando también los perfiles de emisión del continuo en el visible.

Los valores medios obtenidos en los instantes en que se midieron $T_e(r)$ y $n_e(r)$ se pueden ver en la tabla 10.

Las tres primeras filas fueron deducidas de la conductividad del plasma, eligiendo en un caso una dependencia radial de la Z_{eff} dada por el perfil del continuo (Z_c^B), suponiendo una Z constante en todo el plasma (Z_c^{T3}) o partiendo del $q(r)$ obtenido por observación de las superficies racionales (Z^A). Una contaminación relativa del plasma deducida a partir de la potencia radiada, como P_r/\bar{n}_e , se incluye en la última fila de la tabla.

$\tau(\text{ms})$ Z_{eff}	5	7	13
Z_C^B	4.4	3.9	2.3
Z_C^{TS}	4.6	4.5	1.5
Z^Q	4.5	3.8	1.8
P_r/\bar{n}_e	4.4	3.9	2

TABLA 10

Comparación entre la potencia radiada por electrón (P_r/\bar{n}_e , relativa) y la Z_{eff} deducida por varios métodos, todos ellos haciendo uso de la conductividad neoclásica y de los datos de esparcimiento Thomson: suponiendo Z_{eff} constante (Z_C^{TS}), una $Z_{\text{eff}}(r)$ dada por la emisión del continuo (Z_C^B) y la $j(r)$ obtenida por el método de q-racional (Z^Q).

Como se puede observar, P_r/\bar{n}_e es un buen monitor de la contaminación del plasma, al menos para descargas en el tokamak TJ-1, ya que está en buen acuerdo con la Z_{eff} obtenida de la conductividad dentro de las imprecisiones de los modelos.

5.3. TIEMPO DE CONFINAMIENTO DE PARTÍCULAS

El tiempo de confinamiento de partículas, τ_p , se define por la ecuación de balance de partículas escrita en la forma:

$$\frac{dN}{dt} = S - \frac{N}{\tau_p}$$

en donde S representa la fuente de electrones y N el número total de electrones en la región de confinamiento. N es calculable como $\int n_e dV$, obteniendo n_e por esparcimiento Thomson o interferometría de microondas.

Pero la evaluación del término fuente es difícil.

En plasmas limpios la mayor fuente de electrones es debida a la ionización del gas de trabajo inyectado en el tokamak o reciclado en su pared. Se puede estimar por medidas de emisión H_{α} absolutas o por fluorescencia, pero la integración del término fuente sobre el volumen del plasma es complicada

porque no tiene simetría poloidal ni toroidal, en principio.

Si la descarga está muy contaminada la ionización de impurezas puede ser una importante fuente de electrones.

Para completar el estudio del confinamiento del plasma en el tokamak TJ-1, se ha hecho una estimación del tiempo de confinamiento de partículas utilizando un método perturbativo y observando espectroscópicamente la evolución de una pequeña cantidad de impurezas inyectadas en el plasma durante la descarga. La inyección se realiza disparando el laser de rubí del sistema de esparcimiento Thomson sobre la pared del tokamak, provocando la liberación de impurezas adsorbidas en ella, principalmente C, O e H.

En un primer disparo del laser sobre la pared se puede producir tal entrada de impurezas que la descarga disrumpe. En el transcurso de disparos sucesivos sobre el mismo punto de la pared, su efecto se va haciendo menor, ya que la pared se ha ido limpiando y sólo quedan en ella compuestos fuertemente ligados que no son liberados y el hidrógeno que se ha atrapado durante las descargas, con lo que la perturbación producida es pequeña y la descarga prácticamente no se modifica (fig. 5.8).

Inyectando una pequeña cantidad de impurezas de este modo y siguiendo la evolución de la emisión de línea de un alto estado de ionización de una de las impurezas (C en este caso) se puede obtener información del tiempo de confinamiento de partículas.

Para ello se ha utilizado un código que resuelve el sistema de ecuaciones que da la distribución de las densidades de iones de impurezas en diferentes

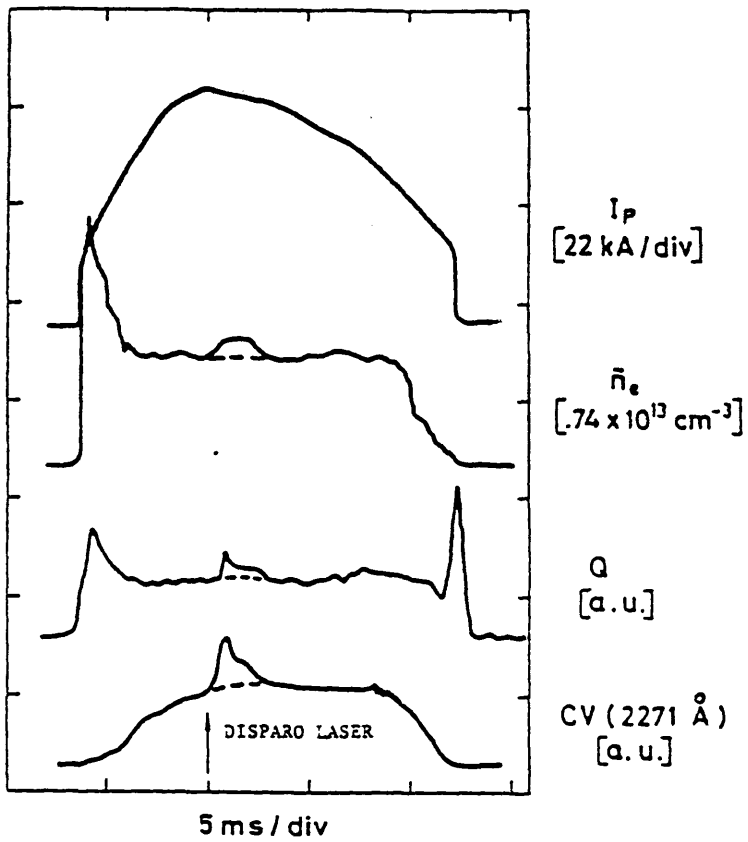


FIG. 5.8.- Descarga perturbada por inyección de impurezas mediante desorción laser. Se muestra la perturbación en la corriente, densidad media de línea, bolómetro de cuarzo y emisión de línea del CV.

estados de ionización (44):

Para el cálculo de la emisión de línea de impurezas se utiliza un modelo corona. Este es suficiente para explicar emisiones de impurezas y sus estados de ionización en plasmas calientes tokamak.

Se considera que los procesos de ionización y excitación son debidos exclusivamente a colisiones electrónicas y se tienen en cuenta la recombinación de dos cuerpos y el decaimiento radiactivo. Se desprecian las ionizaciones y excitaciones escalonadas y la recombinación y desexcitación de tres cuerpos.

Las densidades de iones de impurezas en diferentes estados de ionización se determinan resolviendo el conjunto de ecuaciones:

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = \begin{cases} n_e [(\alpha_2^R + \alpha_2^D) n_2 - S_1 n_1] + \phi, & \text{si } k = 1 \\ n_e [S_{k-1} n_{k-1} + (\alpha_{k+1}^R + \alpha_{k+1}^D) n_{k+1}] - \\ - n_e [S_k n_k + (\alpha_k^R + \alpha_k^D) n_k] - \frac{n_k}{\tau_k}, & \text{si } k = 2, 3, Z \\ n_e (S_Z n_Z - \alpha_{Z+1}^R n_{Z+1}) - \frac{n_{Z+1}}{\tau_{Z+1}}, & \text{si } k = Z+1 \end{cases}$$

siendo n_k la densidad de iones con carga $k-1$ en el estado fundamental,

τ_k el tiempo de confinamiento del ion k y Z el número atómico de la impureza en cuestión.

S_k es el coeficiente de ionización por colisión de iones con carga $k-1$ al

siguiente estado de ionización

α_k^R es el coeficiente de recombinación radiactiva de iones con carga $k-1$ al estado de ionización inferior, y, α_k^D el de recombinación dielectrónica. ($\alpha_k^R + \alpha_k^D = R_k$).

ϕ es el término fuente de átomos de impureza.

Las expresiones numéricas de S_k y α_k^R utilizadas son las dadas en (45) y para α_k^D las dadas en (46).

En función de las fracciones de iones en el estado fundamental:

$$f_k = \frac{n_k}{\sum_{i=1}^{Z+1} n_i} = \frac{n_k}{n_i}$$

n_i = densidad total de impurezas.

y siendo $\sum_{i=1}^{Z+1} f_k = 1$

$$\frac{\partial f_k}{\partial t} = \begin{cases} n_e \left[R_1 f_2 - S_1 f_1 + \frac{\phi}{n_e n_i} \right] - \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial t} f_1, & \text{si } k=1 \\ n_e \left[S_{k-1} f_{k-1} - (S_k + R_k) f_k + R_{k+1} f_{k+1} - \frac{f_k}{n_e \tau_k} \right] - \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial t} f_k, & k = 2, \dots, Z-1 \\ n_e \left[S_{Z-1} f_{Z-1} - (R_Z + S_Z) f_Z - \frac{f_Z}{n_e \tau_Z} + R_{Z+1} \left(1 - \sum_{i=1}^Z f_k \right) \right] - \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial t} f_Z, & \text{si } k = Z \end{cases}$$

Los tiempos de confinamiento, τ_k , se toman iguales para todos los estados de ionización, e iguales al tiempo de confinamiento de los electrones (46), es decir

$$\tau_k = \tau_p, \quad k = 2, 3, \dots, Z+1$$

El sistema anterior se puede escribir en forma vectorial:

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial t} = M \bar{f} + \bar{g}$$

con

$$\bar{f} = \begin{pmatrix} f_1 \\ \vdots \\ f_N \end{pmatrix} \quad \bar{g} = \begin{pmatrix} \phi/n_i \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ n_e R_{Z+1} \end{pmatrix}$$

y M la matriz $Z \times Z$:

$$\begin{pmatrix} [-n_e S_1 - \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial t}] & n_e R_2 & 0 & \dots & \dots & 0 \\ n_e S_1 & [-n_e (S_2 + R_2) - \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial t}] & n_e R_3 & \dots & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ -n_e R_{Z+1} & -n_e R_{Z+2} & \dots & \dots & n_e (S_{Z-1} - R_{Z+2}) & [-n_e (S_Z + R_Z + R_{Z+1}) - \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial t}] \end{pmatrix}$$

Supuesto que las componentes de M y \bar{g} son constantes, se comprueba que la solución del sistema viene dada por

$$\bar{f}(t) = -M^{-1}\bar{g} + \sum_{i=1}^N a_i \bar{X}_i \exp[\lambda_i t]$$

donde λ_i y \bar{X}_i son los autovalores y autovectores de la matriz M respectivamente y las a_i son constantes que dependen de las condiciones iniciales mediante la relación

$$\bar{f}(0) = -M^{-1}\bar{g} + \sum_{i=1}^N a_i \bar{X}_i$$

El sistema de ecuaciones se resuelve numéricamente tomando un paso temporal suficientemente pequeño para considerar que los coeficientes del sistema permanecen constantes.

Una vez calculadas las fracciones de iones en el estado fundamental, la población de un nivel excitado vendría dada por

$$\frac{dn_k(p)}{dt} = n_k X(T_e, k, g, p) n_k(g) - n_k(p) \sum_{r < p} A(k, p, r)$$

donde $n_k(p)$ es la población de iones en el estado p excitado y $n_k(g)$ en el fundamental ($n_k(g) = n_e f_k$); $X(T_e, k, g, p)$ el coeficiente de excitación electrónica para el ión k desde el nivel fundamental al excitado p ; $A(k, p, r)$ son las probabilidades de transición entre los niveles p y r .

La población de un nivel excitado se establece en un tiempo

$$\tau = \frac{1}{\sum_{r < p} A(p,r)} \sim 10^{-8} \text{ s}$$

para las líneas espectrales que interesan el tiempo de variación de las otras magnitudes es mucho mayor, y es válida la hipótesis de equilibrio cuasi-estacionario, $\dot{n}_x(p) = 0$, con lo que:

$$n_x(p) = n_e X(T_e, k, g, p) \frac{n_x(g)}{\sum_{r < p} A(k, p, r)}$$

y la emisión de una línea

$$\varepsilon(p, q) = \frac{1}{4\pi} n_e n_x(g) X(T_e, k, g, p) \frac{A(k, p, q)}{\sum_{r < p} A(k, p, r)} \frac{\text{fot}}{\text{s} \cdot \text{str} \cdot \text{cm}^3}$$

Los coeficientes de excitación para las líneas resonantes son los dados por Regemorter (47). Las expresiones utilizadas también se encuentran en la (44).

Los datos de entrada del código son la evolución temporal de la temperatura y densidad electrónica, el término fuente y la densidad de impurezas n_x . En (44) se dan varias aplicaciones de este código.

Simulación de la perturbación

El impacto del haz del laser con la pared del tokamak libera una pequeña cantidad de impurezas que penetran en el plasma produciendo un aumento (fig. 5.8) en la densidad electrónica y en la radiación, tanto en la total (Q) como en la emisión de línea del CV, con posterior caída al nivel habitual en una descarga sin perturbación. De la forma de la perturbación de la emisión de la línea 2271 Å del CV se ha obtenido el tiempo de confinamiento de partículas con ayuda del programa de evolución temporal de impurezas que se ha descrito.

La perturbación en la emisión del CV es el resultado de una entrada de carbono, es decir, una perturbación en $\dot{\phi}$, que se ioniza a medida que penetra en el plasma y da lugar a un aumento en la emisión de los distintos iones. La penetración se simula mediante un aumento de temperatura, desde un valor de 20 eV en el borde a unos 400 eV en el centro del plasma en un cierto intervalo de tiempo.

La concentración de impurezas $n_i(t)$ y el flujo de impurezas $\dot{\phi}$ se relacionan según la ecuación:

$$\frac{dn_i}{dt} + \frac{n_i}{\tau_p} = \dot{\phi}(t)$$

Para simular la perturbación se ha elegido una $n_i(t)$:

$$n_i(t) = \begin{cases} \tau_p \phi_0 & , t < t_p \\ \frac{t - t_p}{t - t_p + \tau_i} + \tau_p \phi_0 & , t_p \leq t \leq t_f \\ n_i(t_f) \cdot \exp [-(t - t_f)/\tau_p] + \tau_p \phi_0 & , t > t_f \end{cases}$$

t_p y t_f son los instantes en que comienza y finaliza la penetración; τ_i es un parámetro que controla la subida de la cantidad de impurezas. Todos ellos son parámetros variables que se ajustan para reproducir la perturbación observada. ϕ_0 es el flujo de impurezas en ausencia de la perturbación.

Siguiendo este procedimiento, se ha encontrado para la descarga de 47 kA de la fig. 5.8, ya caracterizada por esparcimiento Thomson, un valor del tiempo de confinamiento de partículas cerca del máximo de la corriente de .8 ms.

En las figs. 5.9a,b) se hallan las funciones $T_e(t)$ y $n_i(t)$ para el mejor ajuste y en la fig. 5.9c) la perturbación experimental en el CV superpuesta a la simulada.

El τ_p hallado es un factor 4 mayor que el tiempo de confinamiento de la energía (.2 ms) en esta descarga. El tiempo de confinamiento de partículas en otros tokamaks varía entre un factor 2 - 10 el tiempo de confinamiento de energía (1).

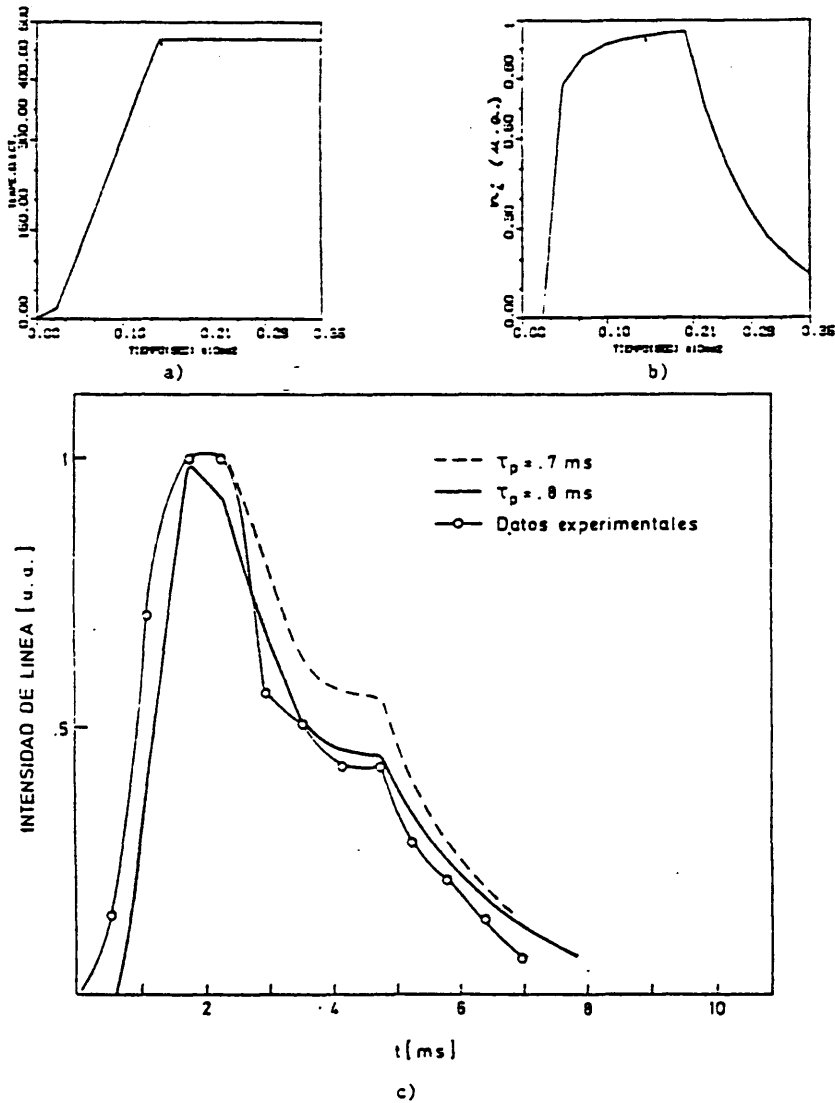


FIG. 5.9.- Simulación de la perturbación en la emisión del CV.
a), b) son las funciones T_e y n_1 utilizadas para reproducir la señal observada del CV, respectivamente, y c) muestra la perturbación experimental en el CV superpuesta a la simulada.

6. CONCLUSIONES

1) Se ha diseñado y construido un sistema de esparcimiento Thomson para obtener perfiles de temperatura y densidad electrónica en el tokamak TJ-1 de la División de Fusión de la J.E.N., bajo la restricción que supone la utilización de un laser con solamente oscilador y no trabajar con atenuador de la emisión del plasma.

2) Se ha diseñado y construido el espectrómetro de filtros para este sistema. Se ha seguido el criterio de maximizar la señal, por lo que se ha optado por un sistema de filtros interferenciales (gran luminosidad) y simplificar la óptica lo más posible. Otra particularidad es que este espectrómetro opera en la zona roja del espectro de esparcimiento. El resultado es un espectrómetro compacto, sencillo y muy estable.

3) Se han resuelto los problemas de detección de pequeña señal.

4) Se han desarrollado métodos de alineamiento y de calibración relativa. Se ha calibrado absolutamente mediante esparcimiento Raman en hidrógeno, lo que permite medir densidades electrónicas absolutas.

5) Se han elaborado programas fortran para controlar el experimento mediante ordenador y para analizar datos y calcular errores.

6) Se han realizado medidas a lo largo de descargas tokamak, con diferente

corriente y cantidad de gas inyectado. Se han medido temperaturas electrónicas entre 65 y 750 eV y densidades electrónicas de .5 a $7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Los perfiles se pueden determinar con un error en torno al 10%. Se han detectado descentramientos del plasma y perfiles de temperatura huecos.

7) Utilizando la conductividad de Spitzer, se ha calculado la contaminación del plasma. Se han determinado los tiempos de confinamiento de la energía electrónica y de la energía, incluyendo y sin incluir las pérdidas por radiación (40 - 70% de la potencia óhmica) y comparándose con los predichos por leyes de escala.

8) Se ha realizado un experimento de inyección de una pequeña cantidad de impurezas durante la descarga tokamak por desorción laser. Mediante un código de impurezas se ha reproducido la perturbación observada en la emisión de línea del CV y se ha obtenido el tiempo de confinamiento de partículas. Ha resultado ser unas 4 veces mayor que el de la energía para esa misma descarga ($\sim .2 \text{ ms}$).

9) Se han efectuado correlaciones entre las Z_{eff} obtenidas de la conductividad y a partir de las pérdidas de radiación por electrón, resultando que estas últimas proporcionan un medidor relativo de la contaminación en las descargas en este tokamak.

10) A partir de la observación de la emisión del continuo en el visible se ha determinado la posición de las superficies racionales y la distribución radial de la densidad de corriente. Se ha comparado con la que proporciona el modelo de Spitzer y, en general, se ha encontrado un buen acuerdo excepto en

el máximo de la corriente.

Parece ser un método con grandes posibilidades para el estudio de islas magnéticas.

APENDICE 1

Simulación óptica

Para optimizar la óptica de colección y espectrómetro se ha utilizado un programa fortran de seguimiento de rayos luminosos a través de las distintas superficies ópticas que integran el colector y espectrómetro. Se pudieron estimar y minimizar con la inclusión de los elementos ópticos adecuados las pérdidas en el interior del colector, filtros y fotocátodos, debidas a la gran apertura del colector y a las grandes distancias que intervienen en el espectrómetro. La estructura del programa se puede ver en la fig. A1.1.

El núcleo del programa lo constituye la subrutina RASTRA (48, 49) que, a partir de los datos de un rayo que llega a una superficie óptica, calcula el rayo de salida y su intersección con la superficie óptica siguiente. Los rayos se caracterizan mediante las coordenadas del punto de la superficie de la que provienen (X, Y, Z) y sus cosenos directores (EL, EM, EN) respecto a un sistema de ejes cartesianos centrado en la superficie óptica que los recibe (el eje Z coincide con el eje óptico).

RASTRA se ejecuta iterativamente tomando el rayo de salida de una superficie como de entrada en la siguiente, hasta completar el cálculo para todas las superficies y todos los rayos procedentes del objeto. Los rayos que se pierden en alguna superficie durante el proceso son desechados.

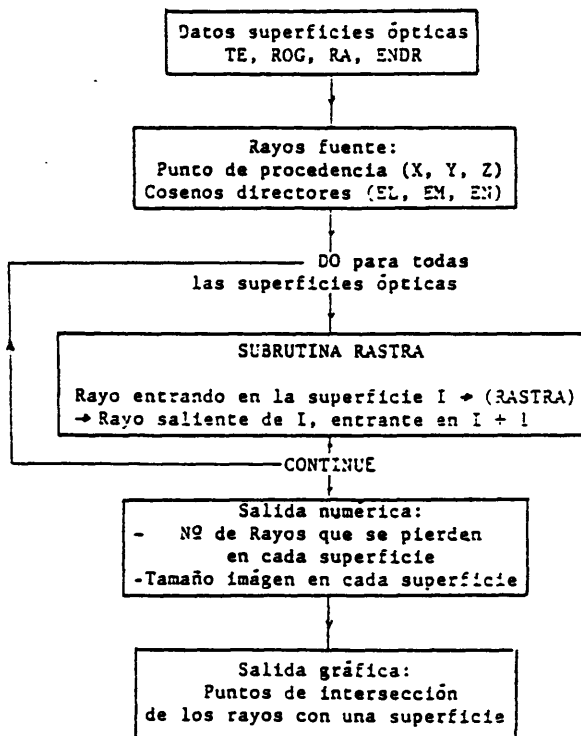


FIG. Al.1.- Diagrama de flujo del programa de simulación de la óptica.

Los planos objeto e imagen, lentes, filtros, diafragmas y fotocátodos se consideran superficies ópticas en el programa, caracterizadas por:

TE(I) = separación entre la superficie I y la I-1 sobre el eje óptico.

ROG(I) = inversa del radio de curvatura de la superficie I.

RA(I) = radio de la superficie I.

ENDR(I) = índice de refracción del medio anterior a la superficie I.

Los rayos que entran en el colector se definen mediante un muestreo de puntos en el plano objeto o fuente luminosa (zona de esparcimiento, rectángulo de $2 \times 10 \text{ mm}^2$) y otro en la primera superficie del colector.

La salida del programa es numérica y/o gráfica, la primera dando el número de rayos que se pierden en cada superficie y el tamaño de la imagen en las superficies de interés (plano de focalización en el interior del colector, fotocátodos de los detectores) y la segunda dibuja la intersección de los rayos con la superficie que se elija en el sistema de referencia de ésta.

Resultados

El programa descrito es válido para todo tipo de rayos:

1) Se localizó la posición en que se formaba la imagen en el interior del colector. La paraxial se forma a 83 mm de la lente divergente, a diferencia de

la obtenida utilizando toda la pupila de entrada, que se encuentra a 63 mm de esa misma lente.

2) Como las distancias que ha de recorrer el haz luminoso hasta los filtros interferenciales son grandes (1 a 3 m) el haz luminoso se hace muy ancho y se producen pérdidas grandes en los filtros. Para solucionar esto fué necesario introducir un par de lentes de 500 mm de distancia focal en el camino del haz para corregir su divergencia con lo que, en la configuración definitiva, la eficiencia en la detección de la luz proveniente del objeto en los canales del espectrómetro es del 70%, excepto en el canal 5 que es del 50%. Las pérdidas se producen en los fotocátodos.

APENDICE 2

Selección de canales del espectrómetro

El primer paso en el diseño de un espectrómetro para un sistema de esparcimiento Thomson es la elección de los canales espectrales adecuados para la medida de las temperaturas y densidades electrónicas en los rangos que se esperan alcanzar en el dispositivo en cuestión, en este caso en el TJ-1. Como el objetivo era la medida de perfiles radiales de esas magnitudes, el sistema había de ser capaz de medir temperaturas de unas decenas de eV y baja densidad en el borde del plasma y valores centrales de 300 o 400 eV.

El espectro de esparcimiento Thomson es una gaussiana cuya anchura a altura mitad es proporcional a $\sqrt{T_e}$. La reconstrucción del espectro, que es el objeto del experimento, requiere canales próximos a la longitud de onda central (de la fuente de esparcimiento) para bajas temperaturas, y más distanciados cuanto mayores sean éstas, de forma que cubran una parte significativa de la gaussiana.

Por otro lado los canales han de tener una anchura espectral suficiente para que el número de fotones captados sea apreciable y la relación señal/ruido buena. Los canales más cercanos al centro de la gaussiana dispondrán en principio de más fotones y podrán ser más estrechos y estar más juntos que los del ala.

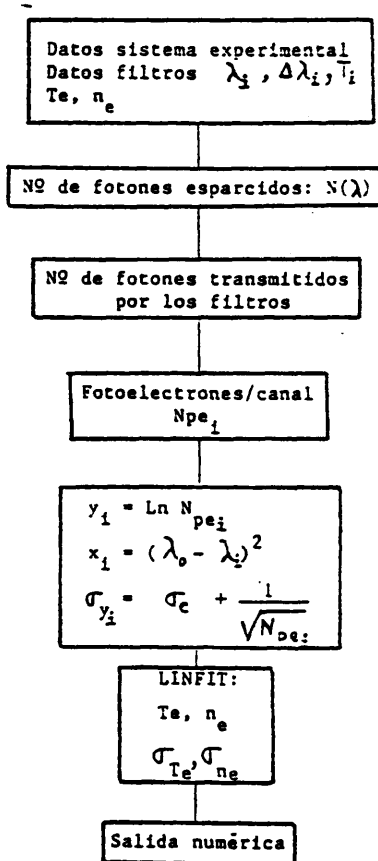


FIG. A2.1.- Diagrama de flujo del programa utilizado para simular el espectrómetro de filtros en el curso de medidas de esparcimiento Thomson.

Para evaluar el comportamiento de un conjunto de filtros interferenciales en medidas de esparcimiento Thomson en el TJ-1, se construyó un programa en que se simulaba la actuación de cada filtro. En la fig. A2.1 se puede ver el diagrama de flujo del programa.

Con datos aproximados del sistema experimental (energía del laser, ganancia y eficiencia cuántica de los detectores, transmisión óptica del sistema, ángulo sólido de detección), se calcula para unas T_e y n_e determinadas, el número de fotones esparcidos por longitud de onda $N(\lambda)$.

A continuación se simula la detección representando los filtros como gaussianas caracterizadas por sus longitudes de onda centrales, λ_i , sus anchuras espectrales a altura mitad, $\Delta\lambda_i$, y sus transmisiones a la longitud de onda central, T_i :

$$E_i(\lambda) = T_i \exp \left[-(\lambda - \lambda_i)^2 / (\Delta\lambda_i/4 \ln 2) \right]$$

El efecto del filtro se traduce en:

- Un número de fotones transmitidos por el filtro = $\int N(\lambda) E_i(\lambda) d\lambda$
- Número de fotones que prosiguen su camino a lo largo del espectrómetro = $N(\lambda) \cdot [1 - E_i(\lambda)]$.

Finalmente se obtiene la señal detectada, en número de fotoelectrones y de cuentas por canal. Estos son tratados como si fuesen el resultado de una

medida y analizados como tal (sección 3.3), llegando a unos valores de T_e y n_e con sus respectivos errores, σ_{T_e} y σ_{n_e} .

Los errores se supone que provienen del número de fotoelectrones detectados en cada canal y de un error asociado a la calibración (el factor σ_c que aparece en el diagrama de flujo).

Una buena elección de los filtros ha de dar unos σ_{T_e} y σ_{n_e} pequeños en el rango de T_e y n_e de interés.

En la fig. A2.2 se muestran los resultados para σ_{T_e} del conjunto de filtros que se utilizan en el sistema actual, para distintas densidades electrónicas, suponiendo errores en la calibración del 20% (demasiado altos, ya que como se vió más tarde en la calibración real son menores que el 10%). El error en la densidad es un factor 2 menor. Mayor densidad supone mayor número de fotoelectrones y por tanto menores errores.

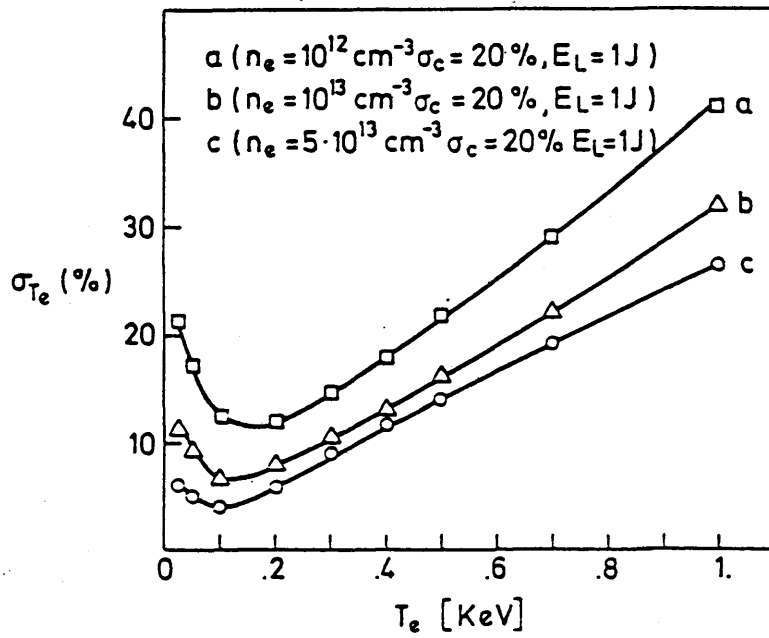


FIG. A2.2.- Resultados de la simulación del espectrómetro de filtros con la actual configuración. σ_T es el error relativo en T_e ; se supuso un error en la calibración del 20% (σ_c). Los errores en la densidad son la mitad.

APENDICE 3

Listado del programa de adquisición y tratamiento de datos del sistema de espaciamiento Thomson:

```
DIMENSION CT(5),E(5),FF(6),VB1(5),VB2(5)
DIMENSION ALA(5),P(5),ATT(5)
DIMENSION SCUENT(12,2),ISB(2),CUENT(12,2)
DIMENSION AT(6),X(5),Y(5),SIGMA(5)
INCLUDE 'DATCAL.FTN'
DATA DIBU/GRO:STK/
COMMON/G/MODE,RR,A
COMMON/E/ALP(6),INN(6)
COMMON/H/PPC(5)
COMMON/C/AS(6),SR(6),R(6)/D/TE,SIGTE,ENE,SIGNE
TYPE *, 'ATENUADORES:1,6'
ACCEPT *,(AT(I),I=1,6)
6 TYPE *, 'LP, MEDIDA O CALCULO:L,M,C'
ACCEPT 2###,TY
TYPE *, 'ENTRAR POSICION'
ACCEPT *,JJ
DO 9# I=1,6
ALP(I)=O(I,JJ)
9# CONTINUE
IF(TV.EQ.'C')GO TO 4
CALL QIO(*14:J,1,...,ISB,IDS)
TYPE *,(ISB(I),I=1,2)
C PREPARACION DEL CANAL 1 PARA SER LEIDO
C DOS LECTURAS DE LOS CANALES CON BORRADO
CALL FEXCF(1,1#,11.#,2,IBUF,ISB)
TYPE *,(ISB(I),I=1,2)
NA#=-1
DO 1# L=1,2
DO 2# I=1,12
NA=NA#+I
CALL FEXCF(1,1#,NA,2.#,IBUF,ISB)
CALL QX(ISB,ICSR)
CUENT(I,L)=IBUF
2# CONTINUE
1# CONTINUE
IF(TV.EQ.'M')GO TO 3
DO 7# I=1,5
J=INN(I)
ALP(I)=(CUENT(J,1)-CUENT(J,2))*AT(I)
7# CONTINUE
ALP(6)=#.
GO TO 6
C BORRADO DE TODOS LOS CANALES
3 CALL FEXCF(1,1#,9.#,9.#,IBUF,ISB)
CALL QX(ISB,ICSR)
TYPE *,(ISB(I),I=1,2)
GO TO 5
4 TYPE *, 'ENTRAR CUENT1, CUENT2:1,6'
ACCEPT *,(CUENT(I,1),I=1,6)
ACCEPT *,(CUENT(I,2),I=1,6)
TYPE *,(CUENT(I,1),I=1,6)
TYPE *,(CUENT(I,2),I=1,6)
TYPE *, 'NUEVOS LP?:S/N'
ACCEPT 2###,SON
IF(SON.EQ.'N')GO TO 7
TYPE *, 'LUZ PARASITA'
ACCEPT *,(ALP(I),I=1,6)
```

```
GO TO 7
5 DO 3# J=1,6
  I=IN(J)
  CUENT(J,1)=CUENT(I,1)
  CUENT(J,2)=CUENT(I,2)
8# CONTINUE
7 DO 3# J=1,6
  INN(J)=J
  SR(J)=AT(J)*CUENT(J,1)*CTE(J)
  R(J)=AT(J)*CUENT(J,2)*CTE(J)
C CUENT CONTIENE LOS PEDESTALES, PERO LP NO
  AS(J)=CUENT(J,1)-CUENT(J,2)-(ALP(J)/AT(J))
  AS(J)=AT(J)*CTE(J)*AS(J)
  TYPE *,J,AS(J)
3# CONTINUE
  ELAS=AS(6)
  TYPE *, NUM.CANALES A CONSIDERAR,DAR NPT:1..5'
  ACCEPT *,NPT
  IF(NPT.EQ.5) GO TO 2
  TYPE *, 'ENTRAR LOS CANALES A CONSID.:1,2...'
  ACCEPT *,(INN(I),I=1,NPT)
2 DO 5# I=1,NPT
  J=INN(I)
  AS(I)=AS(J)
  E(I)=ER(J)
  FF(I)=F(J)
  ALA(I)=ALAF(J)
  CT(I)=CTE(J)
  P(I)=ALP(J)
  SCUENT(I,1)=CUENT(J,1)
  SCUENT(I,2)=CUENT(J,2)
  ATT(I)=AT(J)
  PPC(I)=1./F(J)/ER(J)**2
6# CONTINUE
  DO 1# I=1,5
  X(I)=#.
  Y(I)=#.
  SIGMAY(I)=#.
1# CONTINUE
  DO 4# I=1,NPT
  Y(I)=ALOG(AS(I))
  X(I)=(ALA(I)-6943.)**2
  SIGMAY(I)=E(I)*(1.+(SORT(FF(I)*SCUENT(I,1))+
  *SORT(FF(I)*SCUENT(I,2))+SORT(FF(I)*P(I)/ATT(I)))
  *SORT(ATT(I)*CT(I)/AS(I)))
  SIGMAY(I)=ALOG(1.-SIGMAY(I))
4# CONTINUE
  TYPE *,(PPC(I),I=1,5)
  TYPE *,(SIGMAY(I),I=1,NPT)
  TYPE *, 'MODE'
  ACCEPT *,MODE
  CALL LINFIT(X,Y,SIGMAY,NPT,MODE,A,SIGMAA,B,SIGMAB,RR)
  TYPE *, 'CORREL.= ',RR
  TE=-2.64E-3/B
  SIGTE=2.64E-3*SIGMAB/B**2
  DO 3# I=1,NPT
  YP(I)=A-B*X(I)
  YB1(I)=Y(I)-SIGMAY(I)
  YB2(I)=Y(I)-SIGMAY(I)
3# CONTINUE
  A=EXP(A)
  TYPE *, 'ORDENADA EN EL ORIGEN'
  TYPE *,A
  ENE=A*SORT(TE)/(1.E-12*ELAS)
  SIGENE=A*SIGTE/(2.E-12*ELAS*SORT(TE))
  TYPE *,(AS(I),I=1,NPT)
```

```
TYPE 1222,TE,SIGTE,ELAS,ENE,SIGENE
1222 FORMAT(5X,
#2X,F7.2,5X,'ERROR = ',F7.2/3X,'FOTODIODO= ',F6.2,5X,' ',E14.3,
#' ERROR='E14.3)
C GRAFICACION DEL FICHERO GRA.IPF.PARA DIBUJAR
OPEN(UNIT=2,NAME='GRAF.IPF',TYPE='NEW',FORM='FORMATTED')
NG=(NPT-NPT-1)
WRITE(2,'') NG
NX=NPT
YY=-1.
XNN=1.
YN=-1.1
YNN=-2.
WRITE(2,'') NX,YY
DO 50 I=1,NPT
WRITE(2,'') X(I),YP(I)
50 CONTINUE
DO 51 I=1,NPT
WRITE(2,'')XNN,YN
WRITE(2,'')X(I),Y(I)
51 CONTINUE
DO 52 I=1,NPT
WRITE(2,'')XNN,YNN
WRITE(2,'')X(I),YB1(I),YB2(I)
52 CONTINUE
CLOSE(UNIT=2)
TYPE 'DIBUJO: S/N'
ACCEPT 2222,UJ
IF(UJ.EQ.'N')GO TO 27
CALL CLREF(5)
CALL SPAWN(DIBU, .,5, .....IDS)
IF(IDS.NE.1)GO TO 26
CALL STOPFR(5)
26 TYPE 'ERROR'
27 TYPE 'CONVIENE ALMACENAR ESTE DISPARO?:S/N'
C OPORTUNIDAD DE CORRER LA GRAFICA EN PARALELO
ACCEPT 2222,SAL
2222 FORMAT(A1)
IF(SAL.EQ.'N')GO TO 1
CALL ALMACE
1 TYPE 'MISMOS DATOS?:S/N/U(NUEVOS)'
ACCEPT 2222,SIL
IF(SIL.EQ.'S')GO TO 7
IF(SIL.EQ.'U')GO TO 4
STOP
END
```

C CONTIENE DATOS DE LA CALIBRACION Y DE LUZ PARASITAL(P)
C ALAF(I)=LONGITUD DE ONDA CANAL I
C F(I)=VALOR MEDIO DE CUENTAS CANAL I
C CTE(I)=CONSTANTE DE CALIBRACION ASOCIADA AL CANAL I
C ER(I)=SIGMA F/F=SIGMA CTE/CTE=ERROR CALIBRACION
C IN(I)=CONTIENE LOS CANALES UTILIZADOS DEL CANAL
C CR(I)=CUENTAS CALIBRACION RAMAN

```
DIMENSION ER(5),F(5),ALAF(5),IN(6)
DIMENSION YP(6),CR(4)
COMMON/A/CTE(6),O(6,4)
COMMON/F/NPT
DATA CTE/1.3,4.1,55.4,12.1/
DATA ALAF/7238.,7141.,7478.,7317.,7258./
DATA O/13.,16.,38.,22.,128.,2.
#19.,16.,58.,38.,281.,2.
#81.,47.,45.,43.,176.,2.
#122.,84.,48.,48.,335.,2./
DATA IN/2.4,6.8,12,12/
DATA F/4288.,2152.,267.,423.,1222./
DATA ER/.83.,.86.,1.,.84.,.83/
DATA CR/6989.,9448.,12838.,11172./
```

```
SUBROUTINE ALMACE
C CREA UN ELEMENTO CON LOS RESULTADOS Y DATOS DEL ST
C NOMBRE ELEMENTO=DIA(2 NUM)MES(2 LET)ANO(1 NUM)1 NUM.DAT

INCLUDE 'DATCAL.FTN'
DIMENSION NCM(2)
DOUBLE PRECISION NOM
COMMON/G/MODE,RR,A
COMMON /E/ALP(6),INN(6)
COMMON/H/PPC(6)
COMMON /C/AS(6),SR(6),R(6)/D/TE,SIGTE,ENE,SIGENE
TYPE = 'ENTRAR NOMBRE ELEMENTO=FECHA.DAT'
ACCEPT 100,(NCM(I),I=1,2)
100 FORMAT(A6,A4)
TYPE = 'DAR:NUM DESC,TIEM(MSEG) Y POSI. DE DISPARO'
ACCEPT =,IDES,TIEM,IPOS
OPEN(UNIT=2,NAME=NCM,TYPE='NEW')
TYPE 200,(NCM(I),I=1,2)
WRITE(2,200)(NCM(I),I=1,2)
200 FORMAT(3X,A6,A4)
WRITE(2,300) IDES,TIEM,IPOS
300 FORMAT(3X,'NUMERO DE DESCARGA:',I5/3X,'TIEMPO DISPARO
*=',F9.0/3X,'POSICION FOCALIZ=',I2)
WRITE(2,400)
400 FORMAT(3X,'CANAL',4X,'CTE.CAL',4X,'SEÑAL-RUIDO',4X,'RUIDO',
*4X,'LUZ PARASITA',4X,'FOTEL-CUEN')
WRITE(2,500)(I,CTE(I),SR(I),R(I),ALP(I),PPC(I),I=1,5)
500 FORMAT(4X,I1,7X,F5.2,3X,F6.0,7X,F5.0,5X,F3.0,5X,F5.2)
WRITE(2,900) AS(6)
900 FORMAT(3X,'SEÑAL FOTODIODO=',F5.0)
WRITE(2,100) (INN(I),I=1,NPT)
WRITE(2,102)MODE,RR
102 FORMAT(3X,'MODE=',I2,5X,'RR=',F5.2)
101 FORMAT(3X,'CANALES CONSIDERADOS:',5(I2,3X))
WRITE(2,600) TE,SIGTE,ENE,SIGENE
WRITE(2,103) A
103 FORMAT(3X,'ORDENADA EN EL ORIGEN:',F5.0)
600 FORMAT(3X,'TEMPERATURA(EV)=',F7.0,5X,'ERROR TEMPER=',F7.2
*//3X,'DENSIDAD=',E14.3,' ERROR=',E14.3)
CLOSE(UNIT=2)
RETURN
END
```

BIBLIOGRAFIA

- (1) Hugill, J., Transport in tokamaks. A review of experiment, Nucl. Fusion 23, 3 (1983) 331.
- (2) Plasma Physics and Nuclear Fusion Research, editado por R. D. Gill, Academic Press, Londres (1981).
- (3) DeSilva, A. W., Goldenbaum, G., Methods of experimental Physics, vol 9, A, Academic Press, N.Y. (1970) cap 3.
- (4) Jackson, J. D., Classical Electrodynamics, Wiley, N. Y. (1969) cap 14.
- (5) Sheffield, J., Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation, Academic Press, N. Y. (1975).
- (6) Churchill, R. V., Fourier Series and Boundary Value Problems, Mc Graw-Hill, N.Y. (1969) 111
- (7) Rosenbluth, M. N., Rostoker, N., Phys. of Fluids 5 (1962) 776
- (8) Röhrl, H., Z. Physik 209 (1968) 295
- (9) Evans, D. E., Yeoman, M. L., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 76

- (10) Evans, D. E., Carolan, P. G., Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 1605

- (11) Paul, J. W. M., Daughney, C. C., Holmes, L. S., Culham Report CLM-P222 (1969)

- (12) Zurro, B., Pardo, C., Pacios, L., López, A., A 90 Thomson Scattering System for the TJ-1 Tokamak, Proceedings of the Electro- Optics/ Laser International 84 Conference, ed. H. G. Jerrard, Brighton ISBN 0- 85432245 (1984) 448-455.

- (13) Zurro, B., Pardo, C., Alvarez Rivas, J.L., J. of Phys. D, aceptado para publicar.

- (14) Primak, W., Radiation damage in diagnostic window materials for the TFTR Report, ANL/FPP/TM- 148 (1981).

- (15) Röhr, H., Phys. Lett. 60A (1977) 185

- (16) Röhr, H., Phys. Lett. 81A (1981) 451

- (17) Howard, J., James, B. W., Smith, W. I.B., J. Phys. D: Appl. Phys. 12 (1979) 1435

- (18) CAMAC A modular instrumentation system for data handling, EUR-4100e (1972)

- (19) Bevington, P. R., Data reduction and error analysis, Mc Graw-Hill (1969) 104.

- (20) Dylla, H. F., J. Nucl. Materials 93 94 (1980) 61

- (21) Equipe TFR, Nucl. Fusion 18 (1978) 647

- (22) Zurro, B., Wieland, R. M., Murakami, M., Swain, D. W., ZORNOC: A 1 1/2 tokamak data analysis code for studying non-circular high beta plasmas, ORNL-TM-7146 (1980)

- (23) Hirshman, S. P., Hawryluck, R. J., Birge, B., Nucl. Fusion 17 (1977) 611

- (24) Post, D. E., Jensen, R.V., Tarter, C. B., Grasberger, W.H., Lokke, W.A., Steady state radiative cooling rates for low density high temperature plasmas, PPPL-1352 (1977)

- (25) Dolan, J. T., Fusion research, Pergamon Press (1982) cap 8

- (26) Duchs, D. F., Furth, H.P., Rutherford, P.H., Plasma Phys. and Contr. Fus. Res., vol 3, IAEA, Vienna (1983) 281

- (27) Miyamoto, K., Plasma Physics for Nuclear Fusion, MIT Press, Cambridge, MA (1980) cap 8

- (28) Hawryluck, R.J., Physics of plasmas close to thermonuclear conditions, Proceedings of Varenna course, vol 2 (1979) 503

- (29) Efthimion, P.C. y otros, Phys. Rev. Letters 52 (17) (1984) 1498

- (30) King, P. y otros, Bull. Am. Phys. Society 23,7 (1978) 855

- (31) Hugill, J., Nucl. Fusion 23 (1983) 336

- (32) Vershkov, V.A., Krupin, V.A., Pimenov, A.B., Khvostenko, P.P., Sov. J. Plasma Phys. 10(5) (1985) 515

- (33) Griem, H.R., Plasma spectroscopy, Mc Graw-Hill, N. Y. (1964)

- (34) Freidberg, J.P., Rev. Mod. Phys. 54 (1982) 801

- (35) Mirnov, S.V., Sov. J. Plasma Phys. 6 (1980) 127

- (36) Bagdasarov, A.A., Denisov, V.F., Ivanov, D.P. y otros, Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., vol 3., IAEA, Vienna (1983) 281

- (37) Ivanov, N.V., Pimenov, A.B., Khvostenko, P.P., Sov. J. Plasma Phys. 10(2) (1984) 253

- (38) Sauchoff, N.R., Von Goeler, S., Stodiek, W., Nucl. Fusion 18 (1978) 1445

- (39) Bush, C.E., Bates, S.C., Dunlap, J.L. y otros, Nucl. Fusion 23 (1983) 1

- (40) Hawryluck, R.J., Suckewer, S., Hirshman, S.P., Nucl. Fusion 19 (1979) 607

- (41) Odajima, K., Maeda, H., Shiho, M. y otros, Nucl. Fusion 18 (1978) 1337

- (42) Joye, B., Lister, J.B., Marmillod, P.H., Moret, J.M., Nowak, S., Proc. 12th Conf. on Contr. Fus. and Plasma Phys, vol 1, EPS, Budapest (1985) 14

- (43) Snipes, J.A., Bora, D., Kochanski, T.P., Initial bolometric measurements on TEXT, DOE/ET/53043-T2 (1985)

- (44) Navas, G., Zurro, B., Un sistema espectroscopico para medidas de impurezas en el tokamak TJ-1 de la J.E.N., JEN 519 (1982)

- (45) Mc Whirther, R.W., Course on Plasma Diagnostics and Data Acquisition Systems, Varenna (1975) 178

- (46) Burgess, A., Astrophys. J., 139 (1964) 776; 141 (1964) 776; 141 (1965) 1588

- (47) Regemorter, H.R., Astrophys. J., 136 (1962) 906

- (48) Zurro, B., King, P., Lazarus, E.A., ORNL-TM-7168 (1980)

- (49) Smith, W.J., Modern optical engineering, Mc Graw-Hill, N. Y. (1966)

- (50) Artsimovich, L.A., Nucl. Fusion 2 (1972) 215

- (51) Zurro, B., Pardo, C., Cabrera, J.A., Cepero, J.R., Proc. 12th Conf. on Contr. Fus. and Plasma Phys., vol 1, EPS, Budapest (1985) 10
- (52) Pardo, C., Zurro, B., Proc. 13th Conf. on Contr. and Plasma Phys., EPS Schliersee (1986), próxima publicación.

