

29.936

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID  
FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS  
DEPARTAMENTO DE FISICA ATOMICA, MOLECULAR Y NUCLEAR



\* 5 3 0 9 5 4 5 4 1 X \*

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE

**ESTUDIO DE LOS ELECTRONES DESACOPLADOS EN EL  
TOKAMAK TJ-I.  
DETERMINACION DE SUS CARACTERISTICAS DE CONFINAMIENTO  
A PARTIR DEL ANALISIS DE SU RADIACION DE FRENADO.**

**MEMORIA que presenta  
LINA RODRIGUEZ RODRIGO  
para optar al grado de  
Doctora en Ciencias Físicas  
Madrid, 1994**

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**  
**FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS**  
**DEPARTAMENTO DE FISICA ATOMICA, MOLECULAR Y NUCLEAR**

**ESTUDIO DE LOS ELECTRONES DESACOPLADOS EN EL  
TOKAMAK TJ-I:  
DETERMINACION DE SUS CARACTERISTICAS DE CONFINAMIENTO  
A PARTIR DEL ANALISIS DE SU RADIACION DE FRENADO.**

**Director : Dr. ANGEL PEREZ-NAVARRO GOMEZ**  
**División de Fusión**  
**C.I.E.M.A.T.**

**MEMORIA que presenta**  
**LINA RODRIGUEZ RODRIGO**  
**para optar al grado de**  
**Doctora en Ciencias Físicas**  
**Madrid, 1994**

## **AGRADECIMIENTOS**

Con estas líneas llego al final de un largo camino en el que me han acompañado y soportado con infinita paciencia, muchas personas. A todas ellas quisiera expresarles mi más profundo agradecimiento por su participación directa o indirecta en la gestación de este trabajo.

A Pepe Hernández Matamoros, mi compañero, y a Javier y Claudia, mis hijos, a quienes he abandonado repetidas veces por esta causa y que han sabido comprenderlo en todo momento; y a mi madre, Lucía, que me ha sustituido gustosamente en “mis labores”.

A mi director de tesis, Angel Pérez-Navarro, por haberme introducido en el maravilloso mundo de la fusión termonuclear e iniciado en la diagnosis por rayos X duros, y por su continuo estímulo en la realización de este trabajo.

Quiero agradecer a todos y cada uno de los componentes de la División de Fusión del CIEMAT. En especial, a los operadores del TJ-I sus esfuerzos por atender mis caprichos a la hora de obtener los resultados experimentales, a Jesús Vega por su continuo apoyo informático, a Antonio Rodríguez-Yunta por compartir conmigo sus ideas teóricas, a Paco Castejón por sus apasionadas discusiones y valiosa colaboración científica, a Marian Ochando que se leyó minuciosamente esta memoria y a Pepe Guasp por sus sugerencias en algunos puntos de la redacción del trabajo.

Al departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear donde seguí los cursos de doctorado y en particular al Dr. José Campos Gutiérrez que oficia de ponente de esta tesis y que supo insuflarme aliento para terminar este trabajo.

Al Dr. Luis Vázquez Martínez con quien surgió una interesante colaboración que se vio reflejada en parte de esta memoria.

A Yves Peysson del “Departement de Recherches sur la Fusion Controlée” del “Centre d'Etudes de Cadarache” (Francia) quien, de conferencia en conferencia, ha seguido la evolución de este trabajo haciendo siempre críticas y sugerencias que me han sido de gran ayuda.

Finalmente quiero agradecer a los profesores Piotr E. Striezh, Vladimir P. Milantiev y Constantin S. Golavaneski sus enseñanzas que en aquellos años de Universidad en Moscú me condujeron a la Física del Plasma.

## INDICE

INTRODUCCION	1
I-DISPOSITIVO EXPERIMENTAL	8
I.1-El tokamak TJ-I	9
I.2-Detección de los electrones desacoplados	16
II-FUNDAMENTOS TEORICOS	29
II.1-Dinámica de un electrón en el plasma	30
II.2-Teoría cinética de los electrones desacoplados	35
II.3-Modelo de órbita de deriva	42
III-MODELO UNIDIMENSIONAL DE LA DINAMICA DE LOS ELECTRONES DESACOPLADOS EN EL PLASMA.	49
III.1-Estudio del movimiento de un electrón relativista	50
III.2-Extensión a una distribución de Maxwell de electrones	54
III.3-Cálculo del espectro de radiación de frenado	60
III.4-Algoritmo de simulación	66
III.5-Resultados de la simulación	68
III.6-Determinación del coeficiente de difusión	70
IV-DIENTES DE SIERRA EN EL FLUJO DE LOS RAYOS X DUROS.	73
V-RESULTADOS	81
V.1-Fenomenología de los rayos X duros	82
V.2-Medida y análisis de los espectros de intensidad de rayos X duros	88
V.3-Medida y análisis del flujo de rayos X duros	107
V.4-Verificación del modelo unidimensional en otros tokamaks	116
CONCLUSIONES	122
REFERENCIAS	126
APENDICES	I
I-Diagnósticos del TJ-I	II
II-Trayectoria de deriva de los electrones desacoplados	VII
III-Ejemplos de espectros medidos en el TJ-I	X

## **INTRODUCCION**

En la actualidad, las posibilidades que ofrece la fusión termonuclear de producir energía en centrales de potencia elevada pudiendo satisfacer las demandas de consumo, hacen que el esfuerzo científico y tecnológico de muchos países se vuelque hacia la investigación en este campo. En efecto, por un lado, el combustible, isótopos de hidrógeno, que utiliza esta fuente energética es prácticamente inagotable, y por otro lado, a pesar de que se trata de una energía de origen nuclear, no presenta los graves problemas de residuos radiactivos de alta actividad que tiene la fisión.

Existen actualmente dos líneas principales de investigación en fusión termonuclear denominadas, respectivamente, "confinamiento inercial" y "confinamiento magnético". El método de confinamiento inercial utiliza para alcanzar la condición de fusión una fuerte compresión isentrópica de la mezcla de combustible, con técnicas que hasta ahora siguen estando en los programas de defensa nacional de los países investigadores, lo que hace que la investigación en este campo sea sólo posible en sectores muy limitados. La línea de confinamiento magnético pretende confinar un plasma de isótopos de hidrógeno mediante campos magnéticos con diversas configuraciones. Razones históricas, tales como el temprano fracaso del stellarator C del Princeton Plasma Laboratory (Estados Unidos de América) [1] y el éxito del tokamak T-3 en el Instituto Kurchatov de Moscú (antigua Unión Soviética) [2] desviaron la mayor parte del esfuerzo investigador hacia el estudio de la configuración tokamak.

En efecto, los primeros tokamaks fueron puestos a punto en los años 60 en la URSS bajo la dirección de Lev Artsimovich [2]. Consecuentemente, la palabra *tokamak* proviene del ruso. Según una primera versión mayoritaria, viene de *toroidalnaya kamara magnética*, y se interpreta como *cámara toroidal magnética*. Otra segunda versión afirma que proviene de la unión de las palabras *tok* y *magnitnoe nolie*, que en ruso significan *corriente* y *campo magnético*. Ambas acepciones resultan en el acrónimo que dan nombre a este dispositivo.

Por un lado un tokamak es una máquina toroidal en la que se generan campos magnéticos y, por otro lado, cuenta con la presencia de una corriente en el plasma para poder generar la trampa magnética. Por lo general, este hecho obliga a una operación pulsada en



tokamaks, frente a la posibilidad de una operación continua en los stellarators, como se ha demostrado recientemente con una descarga de más de una hora (3693 s) en el Advanced Toroidal Facility (ATF) del laboratorio de Oak Ridge en Estados Unidos de América [3].

Los electrones presentes en un tokamak están por una parte sometidos a una fuerza  $\vec{F}_e$  de aceleración, debido al campo eléctrico inducido para generar la corriente en el plasma, y a una fuerza  $\vec{F}_\Lambda$  antagónica debida a las colisiones coulombianas con las partículas del plasma (iones y electrones para un plasma de hidrógeno). Para la mayoría de estos electrones  $\vec{F}_\Lambda$  es la fuerza dominante, dando lugar a una distribución de Maxwell de sus velocidades. Estos son los electrones denominados térmicos. Sin embargo una fracción de electrones es capaz de alcanzar una velocidad, llamada crítica, por encima de la cual la fricción no compensa el efecto del campo electrostático. En consecuencia, estos últimos se aceleran en dicho campo y pueden alcanzar en algunos tokamaks energías de hasta 50 MeV. Estos son los electrones que llamaremos desacoplados y que, por abuso de lenguaje, aparecerán en esta memoria a menudo denominados según el término inglés "runaways". En los stellarators, el campo eléctrico inducido durante la subida de los campos magnéticos que configuran la topología de estos dispositivos también pueden dar lugar a la presencia de electrones desacoplados.

La presencia de este tipo de electrones en dispositivos de fusión tiene muchos inconvenientes. Por un lado, los electrones interactúan con la pared de la cámara de vacío, produciendo en ella calentamiento excesivo y daños que pueden deteriorarla seriamente [4]. Esta interacción produce además una radiación considerable de rayos X de frenado de alta energía, o duros, que exige un sistema de protección radiológica alrededor del dispositivo. Por otro lado, la interacción de estos electrones con la pared introduce una gran cantidad de impurezas en el plasma, cambiando sus propiedades. Sin embargo estos problemas se pueden subsanar con la inyección de una cantidad mayor de gas en cada descarga, ya que a mayores densidades el número de electrones desacoplados generados disminuye, puesto que aumenta la velocidad crítica necesaria para que se desacoplen.

En contrapartida se puede utilizar una presencia moderada de electrones “runaways” como sonda de alguno de los mecanismos que afectan al transporte ya que, al no padecer prácticamente colisiones no son sensibles a los gradientes de temperatura y densidad del plasma. Para estudiar su comportamiento se analizará la radiación X dura de frenado que generan. Al hablar de la radiación de frenado utilizaremos a menudo la palabra alemana “bremsstrahlung”, que se emplea internacionalmente para designar este fenómeno.

Para conseguir las condiciones de fusión termonuclear se necesita, al menos, igualar la potencia termonuclear a la potencia suministrada al plasma. Esta es la condición llamada de “breakeven”. El cociente de ambas potencias está relacionado con el producto de fusión:  $n_i T_i \tau_E$ , donde  $n_i$  y  $T_i$  son la densidad y la temperatura de los iones del plasma y  $\tau_E$  el tiempo de confinamiento de la energía:

$$\tau_E = \frac{W}{P_{in}}$$

siendo  $W$  la energía contenida en el plasma y  $P_{in}$  la potencia suministrada a éste por cualquiera de los métodos de calentamiento existentes.  $n_i T_i \tau_E$  tiene que ser del orden de  $10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ keVs}$  en condiciones de “breakeven”, pero 5 veces mayor para que la reacción se automantenga y sea rentable. Esto requiere que, con  $T_i \sim 20 \text{ keV}$  ( $\sim 2 \times 10^8 \text{ K}$ ), el producto  $n_i \tau_E$  sea  $2-3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ . En la vía de confinamiento magnético se pretende alcanzar estos parámetros obteniendo, en condiciones moderadas de densidad, tiempos de confinamiento de la energía suficientemente largos a la temperatura iónica requerida. Estas condiciones ya se han conseguido en el Joint European Torus (JET) situado en Culham (Reino Unido), pero no de forma simultánea [5].

En un tokamak la corriente toroidal no sólo forma parte del sistema de configuración de campos magnéticos sino que también calienta el plasma por efecto Joule. Pero dado que la resistividad del plasma disminuye con la temperatura electrónica ( $\rho \sim T^{-3/2}$ ), una vez alcanzada cierta temperatura el efecto Joule es incapaz de aumentarla y por consiguiente se necesitan técnicas adicionales de calentamiento para alcanzar los niveles necesarios para que la reacción de fusión pueda automantenerse. A este primer calentamiento, que se denomina óhmico por su naturaleza, se le añade calentamiento bien mediante inyección de ondas electromagnéticas a la

frecuencia ciclotrónica electrónica (ECRH) y/o a la ciclotrónica iónica (ICRH), y/o bien mediante la inyección de átomos neutros muy energéticos (NBI). Uno de los problemas fundamentales de la investigación en fusión por confinamiento magnético es que el tiempo de confinamiento de la energía  $\tau_E$  se deteriora al aumentar la potencia del calentamiento adicional a la par que el tiempo de confinamiento de las partículas del plasma.

Cuando se supone que los gradientes del campo magnético no producen efectos apreciables en la difusión de las partículas y de la energía y que las pérdidas son debidas a colisiones hablaremos de transporte "clásico". En este caso los tiempos de confinamiento teóricos son mucho mayores que los observados experimentalmente. Si se consideran además los efectos de la geometría magnética sobre las órbitas de las partículas cargadas diremos que tenemos transporte "neoclásico". Los tiempos predichos teóricamente siguen siendo unos 2 órdenes de magnitud mayores para los electrones, pero sólo entre un factor 2 a 5 para los iones en los tokamaks. En los stellarators los tiempos de confinamiento de los iones son próximos al neoclásico en la zona interna, y sin embargo anómalos para los electrones [6]. Esta disparidad entre teoría y experimento hace suponer la existencia de otros mecanismos que generan un transporte mucho más rápido que se denomina "anómalo". Numerosos experimentos han mostrado que existe en el plasma una turbulencia de tipo electrostático y magnético que modifica la difusión de las partículas y que puede ser la causa de este transporte anómalo.

La turbulencia electrostática afecta en particular a los electrones térmicos. Los electrones desacoplados, al no ser sensibles a las colisiones, deberían tener tiempos de confinamiento mucho más largos que los primeros. No obstante, la difusión de los electrones en una zona de turbulencia magnética aumenta con su velocidad, y en consecuencia los "runaways" son más sensibles a esta última que los electrones térmicos, dando lugar a que se pierdan antes que ellos. El comportamiento de los electrones desacoplados con relación a los térmicos permitiría en definitiva caracterizar el tipo de turbulencia presente en el plasma y ayudar a explicar las causas del transporte anómalo.

Sin embargo, los experimentos de medida del tiempo de confinamiento de los electrones desacoplados  $\tau_r$  en diferentes tokamaks dan resultados contradictorios: en algunos casos son más cortos que los tiempos de confinamiento de la energía y en otros, mucho más largos [7], siendo necesario un estudio pormenorizado del comportamiento de los "runaways" en cada máquina.

El trabajo que constituye esta memoria se enmarca dentro del esfuerzo por estudiar el tiempo de confinamiento y el coeficiente de difusión de los electrones desacoplados pudiendo también caracterizar el tipo de turbulencia que afecta al transporte de estos electrones en un tokamak.

El cuerpo de esta memoria está formado por cinco capítulos. En el primer capítulo se describe el TJ-I, dispositivo de confinamiento magnético de tipo tokamak que entró en operación en 1983 y que pertenece a la Unidad de Fusión del Centro de Investigaciones Energéticas Medioambientales y Tecnológicas (C.I.E.M.A.T., Madrid), donde se han obtenido los datos experimentales presentados en esta memoria. Asimismo se describen los sistemas de medida desarrollados para detectar la radiación X dura, utilizados como diagnósticos principales en este trabajo. En el segundo capítulo resumimos los fundamentos teóricos que son la base para el desarrollo, en el tercer capítulo, de un modelo para la dinámica de los electrones desacoplados que, en estado estacionario, permite determinar a partir de los espectros de rayos X duros el tiempo de confinamiento de los electrones desacoplados,  $\tau_r$ , y su coeficiente de difusión  $D_r$ , conociendo los parámetros del plasma. En el capítulo cuarto se desarrolla un modelo que, basado en la observación de fluctuaciones de la señal del flujo de rayos X duros en forma de dientes de sierra, permite también determinar el coeficiente de difusión de los electrones desacoplados. En el capítulo quinto se presentan los resultados de los coeficientes de transporte medidos variando parámetros del plasma como la densidad de línea, el campo magnético toroidal y la intensidad de la corriente. Asimismo se comparan los resultados obtenidos utilizando ambos métodos, se discute la relación con resultados obtenidos en el TJ-I por otros métodos experimentales y se comparan con otros tokamaks. Finalmente se presenta

en las conclusiones un resumen de los resultados obtenidos en este trabajo destacando sus aportaciones más importantes al estudio del transporte de los electrones desacoplados y del transporte en general en tokamaks. Completamos este trabajo con tres apéndices donde se incluyen descripciones de diagnósticos de TJ-I, cálculos detallados de órbita de deriva y ejemplos de datos experimentales.

## I DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

En este capítulo se describe el tokamak TJ-I en el que se han efectuado todas las medidas utilizadas en este trabajo. Asimismo se describen las técnicas experimentales y los detectores cuyos datos han sido objeto de estudio en esta tesis.

### I.1-EL TOKAMAK TJ-I

Los componentes básicos del TJ-I son los indispensables para poder conseguir un plasma en un tokamak y se representan en la figura I-1. El confinamiento del plasma se consigue con la acción simultánea de tres campos magnéticos: toroidal, poloidal y vertical. Las líneas de campo del primero de ellos guían las partículas cargadas del plasma para evitar que toquen la pared de la cámara. Se crea mediante unas bobinas externas arrolladas poloidalmente alrededor de la cámara envolviéndola, y llamadas bobinas del campo magnético toroidal (TF),  $\vec{B}_T$ . El valor de éste está definido por  $B_T = B_0/R$ , donde R es la posición con respecto al eje del toro y  $B_0$  el valor en el eje magnético.

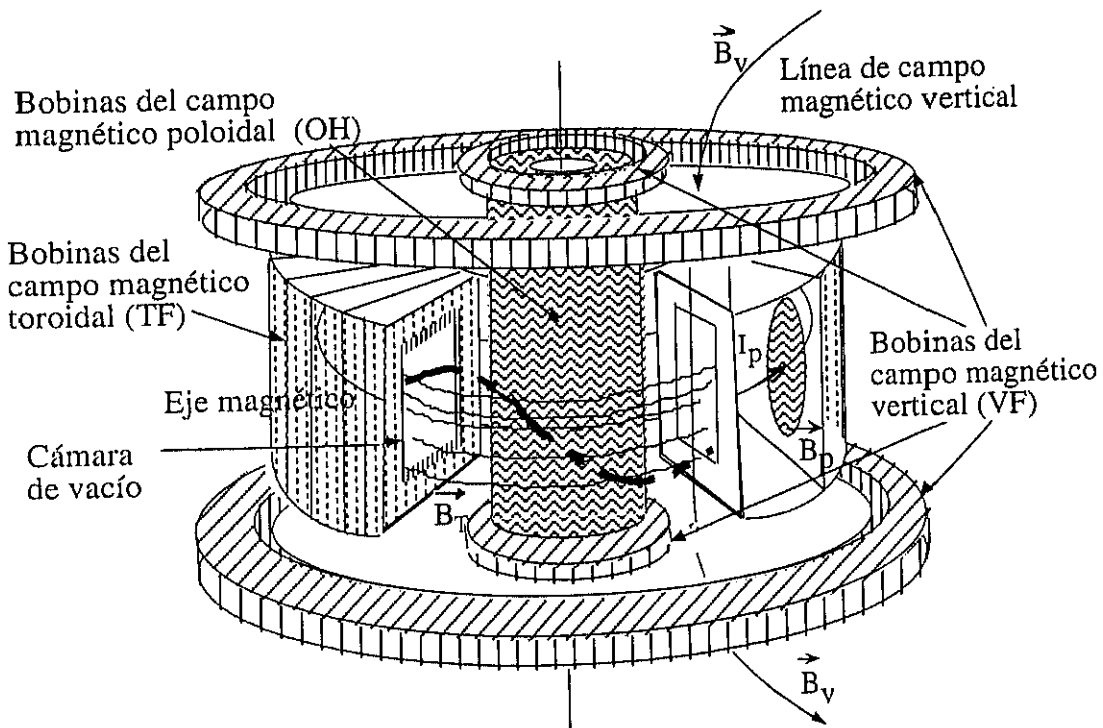


Figura I-1. Esquema del TJ-I, con sus principales componentes.

Esta configuración inicial es inestable y son necesarios otros campos suplementarios que estabilicen el plasma. En un tokamak el campo magnético suplementario lo crea el propio plasma mediante unas bobinas centrales (OH) que, actuando como el circuito primario de un transformador, inducen una corriente  $I_p$  en el plasma y producen un campo magnético poloidal,  $\vec{B}_p$ . Se induce así de forma simultánea un campo eléctrico uniforme en la dirección paralela al campo magnético toroidal, que dará lugar a la aparición de los electrones rápidos, como veremos en el capítulo siguiente. Como resultante de los dos campos, toroidal y poloidal, las líneas de fuerza del campo magnético forman hélices, obteniendo así superficies magnéticas cerradas. Además, para compensar la tendencia del plasma a expandirse, se utilizan unas bobinas que forman un campo magnético vertical (VF),  $\vec{B}_v$ , creando la fuerza proporcional a  $\vec{j} \times \vec{B}_v$ , donde  $\vec{j}$  es la densidad de corriente. El TJ-I tiene además otras bobinas que producen un campo magnético radial que permite controlar los desplazamientos verticales del plasma. Las superficies de flujo magnético del TJ-I, en un corte a ángulo toroidal constante, se representan en la figura I-2, para los valores eléctricos nominales que se describen en la página siguiente.

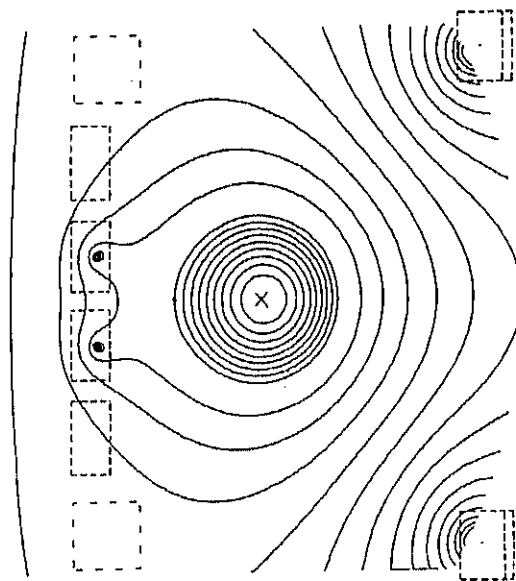


Figura I-2. Superficies de flujo constante en el equilibrio en el TJ-I.

La ventaja de un tokamak estriba en que la corriente toroidal no sólo crea el campo poloidal sino que también calienta el plasma por efecto Joule. En el TJ-I no se utiliza otro tipo de calentamiento auxiliar como podrían ser el calentamiento por microondas, a la frecuencia



ciclotrónica del electrón, el calentamiento por radio frecuencia, a la frecuencia ciclotrónica del ion (H, He u otros), o el calentamiento por inyección de átomos neutros energéticos.

La cámara del TJ-I tiene un radio mayor  $R_0 = 0.3$  m y una sección rectangular con una semianchura  $a = 0.1$  m y una semialtura  $b = 0.12$  m. Su volumen es de aproximadamente  $0.1$  m<sup>3</sup> y su superficie total de  $1.9$  m<sup>2</sup>. Se obtiene un vacío residual de  $10^{-5}$  Pa con una bomba turbomolecular de  $0.450$  m<sup>3</sup>s<sup>-1</sup> y una bomba rotatoria que a su vez bombea  $2.7 \times 10^{-3}$  m<sup>3</sup>s<sup>-1</sup>.

La alimentación de las diferentes bobinas se hace con condensadores electrolíticos de 450 V de tensión nominal y con capacidad total de 9 F (6000 condensadores de 1500  $\mu$ F en 15 bancos). La descarga de los distintos bancos se efectúa en forma secuencial. Se inicia con el campo toroidal que crece sinusoidalmente con una constante de tiempo larga. Cuando alcanza su valor máximo, se dispara el campo poloidal, generando el plasma durante un tiempo en el que el campo toroidal no varía más de un 1%.

La ionización previa parcial del gas base para permitir la circulación de una corriente en el gas se obtiene con un triodo de alta potencia que genera una tensión alterna a 75 kHz y 10 kV y se aplica a la cámara de vacío, que actúa como cavidad resonante.

Los valores de las corrientes, los flujos magnéticos inducidos y de las tensiones generadas en las principales bobinas tienen los siguientes valores nominales para un campo magnético toroidal de 1 T.

Corriente del transformador OH	<b>10 kA</b>
Tensión en el transformador OH	<b>10 kV</b>
Variación de flujo que produce	<b>100 mWb</b>
Corriente en la bobina toroidal	<b>20 kA</b>
Duración de la corriente toroidal	<b>400 ms</b>
F.e.m. inicial en el anillo de plasma	<b><math>\leq 50</math> V</b>
Corriente máxima inducida en el circuito secundario	<b>40 kA</b>
Duración de la corriente inducida	<b>30 ms</b>

Para generar el plasma, además de un buen vacío se necesita tener una cámara limpia, el gas adecuado, una buena preionización y una secuencia correcta de disparo de los bancos de condensadores. El TJ-I tiene dos regímenes de trabajo: uno de acondicionamiento de la pared de la cámara, llamado “descargas de limpieza” y otro de formación del plasma objeto de estudio, llamado “descargas tokamak”.

Los principales contaminantes son el agua y los hidrocarburos ligeros. Existen varias técnicas de limpieza de las paredes de la cámara. En el TJ-I se utilizan descargas de limpieza, llamadas de Taylor, que se generan utilizando el mismo triodo de preionización aplicado a la bobina del transformador central, en hidrógeno, a bajo campo toroidal, produciendo de esta manera un plasma frío. Las condiciones para conseguir la descarga de limpieza son los siguientes:

Campo toroidal	$B_T = 0.045 \text{ T}$
Presión de hidrogeno	$P_{H_2} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ Pa}$
Frecuencia del oscilador	$4.5 \text{ kHz}$
Tiempo entre descargas	$1.6 \text{ s}$
Tensión inducida por vuelta	$40 \text{ V}$
Intensidad de corriente	$0.6 \text{ kA}$
Duración de la descarga	$30 \text{ ms}$

Por otra parte, la secuencia de una descarga tokamak, que se ilustra en la figura I-3, donde se ve cómo la corriente inducida en el plasma coincide con la caída de la corriente en el circuito primario OH, sigue los siguientes pasos:

- Llenado de la cámara con hidrógeno a una presión residual de  $2 \cdot 10^{-2}$  a  $3 \cdot 10^{-2} \text{ Pa}$ .
- Disparo de los bancos de condensadores del campo magnético toroidal (TF).
- Disparo del oscilador de preionización.
- Disparo de los bancos del transformador central (OH).
- Disparo de los bancos de condensadores del campo magnético vertical (VF).

- Disparo de otros circuitos de ajuste de la descarga.
- Entrada pulsada de gas (H<sub>2</sub>).

### Características del plasma generado en el TJ-I

Los parámetros del plasma confinado en el TJ-I dependen de la tensión a la que se cargan los diferentes bancos de condensadores que alimentan los circuitos, de la selección de los tiempos de disparo de los bancos, de la limpieza de la cámara, de la presión residual del gas y de la cantidad de gas que se inyecta durante la descarga. El campo toroidal en el TJ-I puede variar entre 0.75 T y 1.5 T, y la intensidad de la corriente inducida en el plasma puede alcanzar valores máximos en cada descarga entre 20 kA y 65 kA.

En una descarga típica con  $B_T=1$  T se alcanzan los parámetros siguientes [8]:

Intensidad de corriente	$I_p = 40$ kA
Tensión por vuelta en el máximo de $I_p$	$V_L = 3$ V
Temperatura electrónica central	$T_e(0) = 350$ eV
Temperatura electrónica media	$\langle T_e \rangle = 190$ eV
Densidad electrónica central	$n_e(0) = 3.9 \times 10^{13}$ cm <sup>-3</sup>
Densidad electrónica media	$\langle n_e \rangle = 1.4 \times 10^{13}$ cm <sup>-3</sup>
Valor promediado de Z del plasma	$Z_{eff} = 3.2$
Factor de seguridad en el borde	$q(a) = 4.$
Beta poloidal	$\beta_p = 12$ %
Beta toroidal	$\beta_T = 0.12$ %
Tiempo de confinamiento de la energía	$\tau_E = 0.3$ ms

Tabla I-1. Parámetros del plasma en el TJ-I

Donde:

$$Z_{\text{eff}} = \frac{\sum_i Z_i^2 n_i}{\sum_i Z_i n_i} = \frac{\sum_i Z_i^2 n_i}{n_e} \quad (\text{I-1})$$

siendo  $Z_i$  el número atómico de las especies presentes en el plasma y  $n_e = \sum_i Z_i n_i$ , la densidad electrónica del plasma.

El factor de seguridad se define, para cualquier valor del radio del plasma, como la inversa del ángulo de giro poloidal por vuelta toroidal de la línea de campo magnético resultante para dicho radio:

$$q(r) = \frac{r}{R} \frac{B_T}{B_p(r)} \quad (\text{I-2})$$

si  $r = a$  entonces

$$q(a) \approx \frac{2\pi a^2}{R_0} \frac{B_T}{\mu_0 I_p} \quad (\text{I-3})$$

donde  $\mu_0$  es el coeficiente de permeabilidad magnética del vacío.

El cociente entre la presión media del plasma en todo el volumen y la presión magnética debida al campo magnético define "beta":

$$\beta = \frac{\langle p \rangle}{B^2/2\mu_0} \quad (\text{I-4})$$

donde  $\beta$  será poloidal o toroidal o total en función del la componente del campo magnético que se considere.

El tiempo de confinamiento de la energía  $\tau_E$  se define como la relación entre la potencia inyectada en el plasma y la energía que adquiere:

$$\tau_E = \frac{W}{P} \quad (\text{I-5})$$

donde  $P = P_{\text{in}} - P_{\text{loss}} - dW/dt$ . En nuestro caso la potencia inyectada corresponde sólo al calentamiento óhmico  $P_{\text{in}} = V_p I_p$ , y  $P_{\text{loss}}$  las pérdidas por radiación, conducción y convección.

$W = W_e + W_i$ , donde

$$W_e = \frac{3}{2} \int n_e T_e dV \quad \text{y} \quad W_i = \frac{3}{2} \int n_i T_i dV.$$

Todos estos parámetros se deducen directa o indirectamente de las señales que proporcionan los diferentes diagnósticos. En la figura I-3 se reproducen las trazas de algunos de los 60 canales que se pueden grabar en el sistema de adquisición de datos del TJ-I, cuya velocidad máxima de muestreo es de 312.5 kHz [9].

En el apéndice I se detallan los diagnósticos que se han utilizado para caracterizar las descargas y los que han aportado información adicional al estudio de los electrones desacoplados, centrado esencialmente en el análisis de los espectros y del flujo total de rayos X duros producidos por la emisión de radiación de frenado y obtenidos con los detectores de centelleo que se describen a continuación.

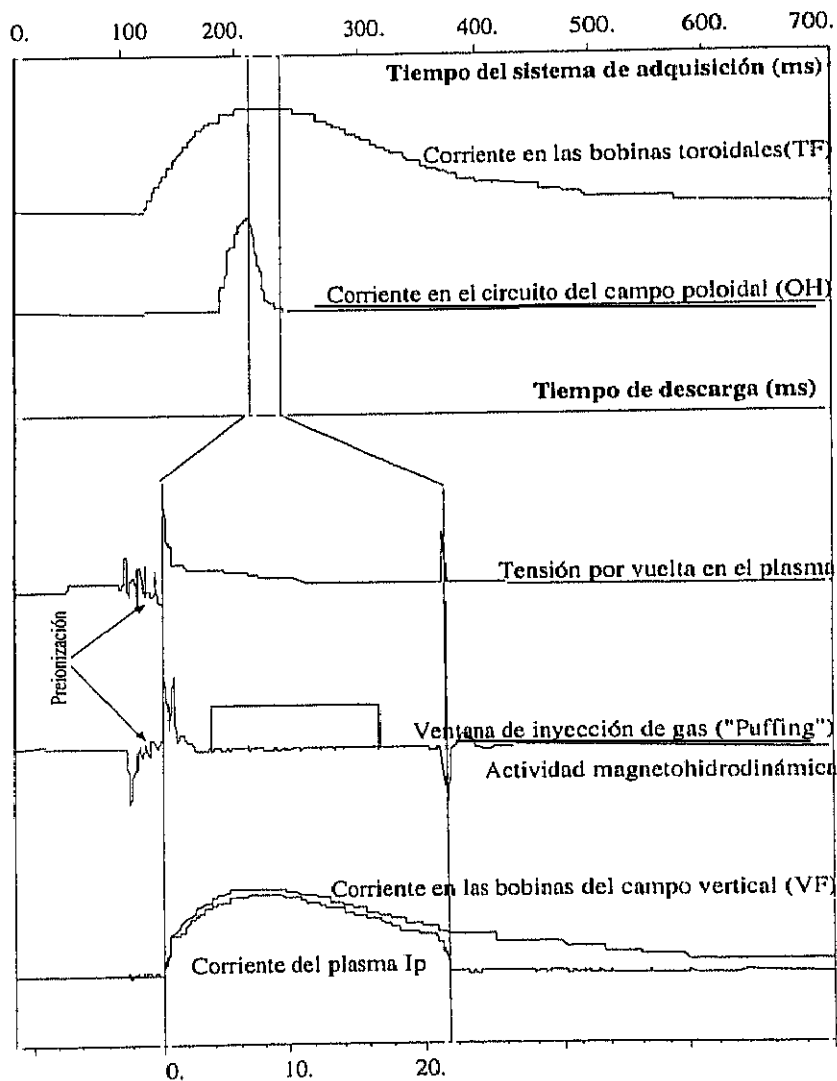


Figura I-3. Secuencia de disparo de una descarga tokamak.

## I.2-DETECCION DE LOS ELECTRONES DESACOPLADOS

Los electrones desacoplados del plasma se detectan mediante cualquiera de los fenómenos que pueden generar: la radiación de frenado producida en el plasma, la radiación de frenado producida en cualquier material cercano al plasma como pueden ser sondas, limitadores o la propia pared de la cámara, la radiación de recombinación o la radiación sincrotrón de la parte no termalizada de la distribución electrónica. Todas las formas de diagnóstico de estos fenómenos se describen ampliamente en [10] o, más recientemente, en [11].

En tokamaks grandes la radiación de frenado producida por los electrones desacoplados en el plasma, puede ser medida, con ciertas precauciones evitando la radiación proveniente de la pared o de los limitadores, como refiere Alikaev en el tokamak ruso TM-3 [12], o conociendo el valor de  $Z_{\text{eff}}$  y ajustando los espectros de emisión de rayos X a funciones de distribución, como Von Goeler en el PLT [13]. Estas medidas se realizan con un montaje experimental complicado, con conexiones directas a la cámara de vacío y suponiendo que no se ve la radiación proveniente de la pared. La radiación sincrotrón también se viene utilizando para analizar la población supratérmica de la distribución de electrones [14], y se piensa que puede ser un método de diagnóstico para medir la temperatura electrónica en los tokamaks futuros [15].

En tokamaks pequeños es prácticamente inevitable la detección de la radiación de frenado proveniente de cualquier pared. Apantallando debidamente el detector se puede seleccionar la zona de emisión y utilizar precisamente la radiación producida en la pared de la cámara, que en el caso de TJ-I actúa a su vez de limitador toroidal. De esta manera evitamos todo acoplo directo del dispositivo de medida a la cámara, ya que en nuestro rango de medida los fotones emitidos atraviesan el acero. En efecto, la energía de estos electrones va desde unos pocos kiloelectrón-voltios (keV), correspondientes a su velocidad crítica, que definiremos en el siguiente capítulo, hasta unas decenas de megaelectrón-voltios (MeV) en algunos tokamaks. En este trabajo detectaremos los fotones de frenado que se producen en este rango de energías. En consecuencia nuestros resultados experimentales relativos a los electrones rápidos se obtendrán

a través de la medida de la radiación X dura producida en la pared de TJ-I. Los detectores utilizados se describen a continuación.

Las interacciones más significativas en espectroscopía de rayos X o rayos  $\gamma$  son: la absorción fotoeléctrica, la dispersión Compton y la producción de pares. Existen otros fenómenos menos importantes que complican la respuesta del detector, como pueden ser la emisión de electrones secundarios, emisión de frenado en el material de detección o de rayos X característicos, además de fenómenos producidos en los materiales circundantes, como aniquilación de pares, frenado o reflexión de rayos X. Estos fenómenos se describen con ayuda de una función respuesta para cada tipo de detector [16]. Los detectores de centelleo son los habitualmente empleados para la detección de los rayos X duros.

Como es bien sabido, el mecanismo de centelleo de un detector depende de los estados energéticos definidos por la red cristalina del material y por las impurezas presentes en la misma. La característica principal de un detector es su eficiencia  $\epsilon(k)$ , que puede ser, por un lado absoluta o intrínseca y por otro, total o de fotopico. La eficiencia intrínseca  $\epsilon(k)_{int}$  representa la relación entre el número total de fotones detectados y los fotones incidentes [17]. Además se define la eficiencia cuántica  $\eta(k)$  como el número de fotones emitidos en el detector por fotón incidente absorbido. El detector de centelleo más conocido y que ha sido más largamente estudiado es sin duda el centelleador inorgánico de yoduro de sodio activado con talio NaI(Tl) [17, 18]. La eficiencia intrínseca del detector del NaI (Tl) se ilustra en la figura I-4 para distintos espesores del cristal.

Los inconvenientes del NaI (Tl) son:

Un tiempo de decaimiento de 230 ns para el centelleo,

Una contribución de un 9% de fosforescencia, con un decaimiento en 0.15  $\mu$ s que entorpece la medida para ritmos de cuentas altos,

Una respuesta ligeramente no lineal, que no supera el 5% en nuestro rango de medidas, que se representa en la figura I-5 [18].

Y, como todo centelleador, una resolución deficiente (7% para 662 keV), definida por  $FWHM/H$ , donde  $FWHM$  es la anchura total a la mitad de altura del pico de energía total y  $H$  la altura de este pico.

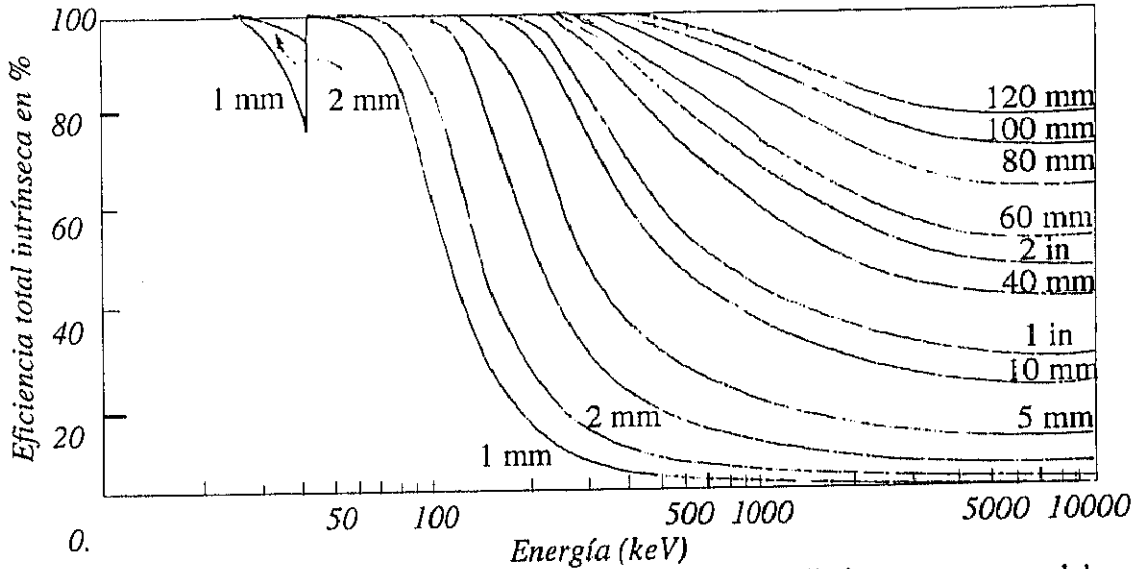


Figura I-4. Curvas de eficiencia intrínseca del NaI(Tl), para distintos espesores del centelleador [17].

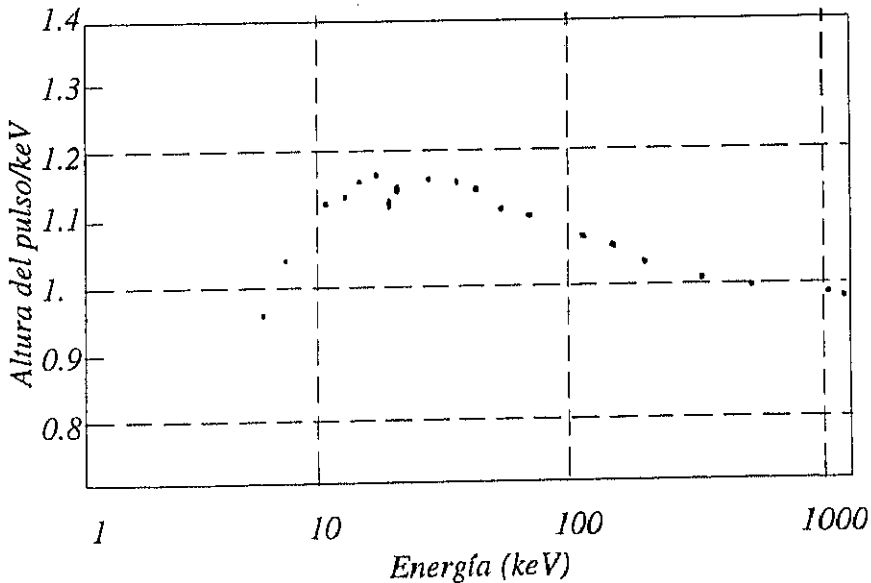


Figura I-5. Curvas de linealidad de NaI (Tl) en escala semilogarítmica según [18]. La altura del pulso a la salida del detector está normalizada al valor del pulso de 662 keV del  $^{137}\text{Cs}$ .



A pesar de estos inconvenientes el NaI(Tl) sigue siendo el detector más fiable y adecuado para la detección de rayos X duros por encima de 50 keV.

Tipo de centelleador	Densidad g.cm <sup>-3</sup>	Luz emitida para 100% de NaI (Tl)	Constante de decaimiento (ns)
<u>Cristales</u>			
NaI(Tl)	3.67	100	230.
CsI(Tl)	4.51	45	1100.
Stilbeno	1.16	21	4.5
Bi <sub>4</sub> Ge <sub>3</sub> O <sub>12</sub> (BGO)	7.13	8	300.
Antraceno	1.25	43	30
<u>Plásticos</u>			
NE102	1.032	28	2.4
Pilot B	1.032	29	1.8
<u>Líquidos</u>			
NE 226	1.61	9	3.3
NE 316 (Sn)	0.93	15	4.0

Tabla I-2. Características de algunos centelleadores

Los detectores de NaI(Tl) utilizados en el presente trabajo son de 3" x 3" y de 5" x 5". Para fotones de alta energía domina el efecto de dispersión Compton, pero los fotones dispersados escapan fuera del cristal. Un centelleador grande asegura una mayor eficiencia de fotopico. Por debajo de 850 keV, se pueden evitar las correcciones debidas a la eficiencia para un detector NaI(Tl), aunque tanto la corrección en eficiencia como en linealidad se han considerado en la corrección de los espectros.

Existen otros detectores mucho más rápidos que el NaI(Tl), pero con una eficiencia de detección mucho más pobre. Las características de algunos de ellos se ilustran en la tabla I-2. Para tener una eficiencia tan grande como la del NaI (Tl), cualquiera de estos detectores tendría que ser de mucho mayor tamaño.

Con los detectores de NaI(Tl) se obtienen los espectros de rayos X duros emitidos en la descarga, utilizándolos en modo de análisis de amplitud; utilizándolos en modo de corriente se obtiene el flujo total de rayos X duros.

Medidas en modo de análisis de amplitud de impulso.

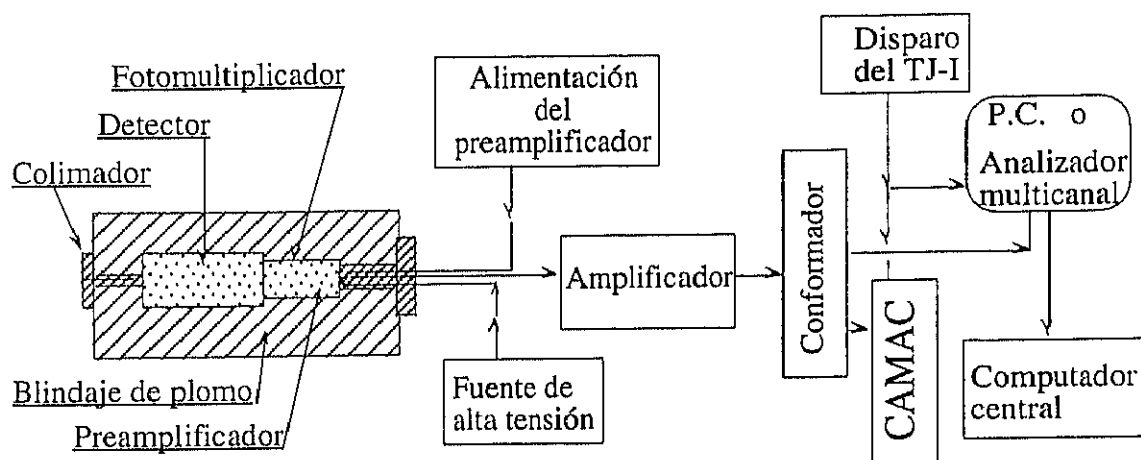


Figura I-6. Montaje electrónico de un detector NaI(Tl) en modo de análisis de amplitud de impulso.

El montaje electrónico utilizado se representa en la figura I-6 y consta de un detector de NaI(Tl) 3"x3", un fotomultiplicador y un preamplificador integrados en un solo módulo, un amplificador y un conformador de pulsos. Una fuente de alta tensión alimenta el fotomultiplicador. Los demás elementos se alimentan a través de sus fuentes de baja tensión.

La señal conformada se registra, bien del modo tradicional con un analizador multicanal, o con un sistema de adquisición rápida de los impulsos de hasta 5 MHz, mediante un módulo de 4 canales de tipo CAMAC (LC6810) que permite obtener su evolución temporal. En este último caso cada fotón recogido se representa temporalmente por un círculo en la figura I-7.

En modo de análisis de amplitud de impulso, a la energía depositada por un fotón en el detector le corresponde un impulso a la salida del conformador con una amplitud proporcional a dicha energía. La amplitud del pulso se expresa en keV en la figura I-7, una vez conocida la calibración del sistema. Para esto se utilizan los picos de emisión del  $^{137}\text{Cs}$  (622 keV) y del  $^{60}\text{Co}$  (1.17 y 1.33 MeV), que se ilustran en la figura I-8 a). De esta manera se obtiene la

resolución en energía del sistema (figura I-8 b)). La resolución medida se introduce en un programa que permite obtener con los datos almacenados en un computador personal o en un VAX 6410, vía módulos CAMAC, los espectros de fotones y los de intensidad de radiación a lo largo de la descarga, en las ventanas temporales y con la resolución en energías que se desee, siempre que la estadística de fotones sea significativa [19]. Dos ejemplos de espectros de fotones son los que tenemos en la figura I-9 a) y I-9 b), para la misma descarga que la de la figura I-7, pero para distintas ventanas temporales.

Debido a la baja estadística de fotones que existe en la mayoría de los casos, es necesario acumular datos de descargas reproducibles. Los criterios de reproducibilidad son los que se exponen en la descripción de los monitores del TJ-I en el apéndice I. Los espectros obtenidos son, en general, el resultado de la acumulación de 10 descargas. El número de fotones registrados dependerá de los parámetros del plasma.

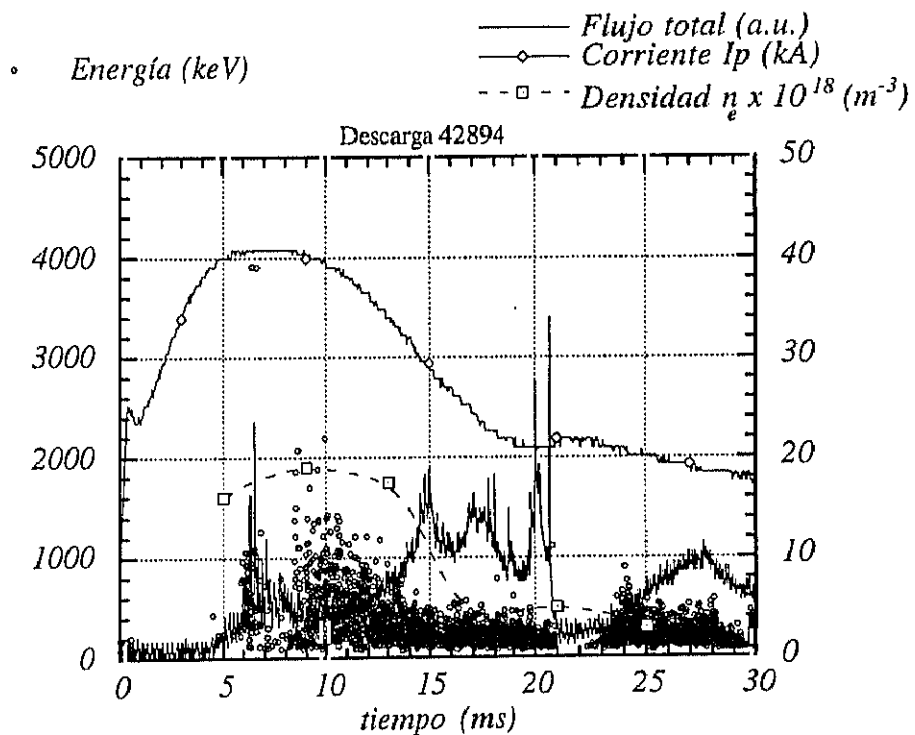


Figura I-7. Flujo total de rayos X duros y energía de los fotones a lo largo de una descarga. Cada círculo corresponde a un fotón cuya amplitud de impulso se registra vía CAMAC y se expresa en keV. La curva continua superpuesta representa el flujo total de rayos X duros medida en modo corriente. La corriente del plasma, marcada con rombos, ilustra la evolución de la descarga. La densidad electrónica es la curva discontinua.

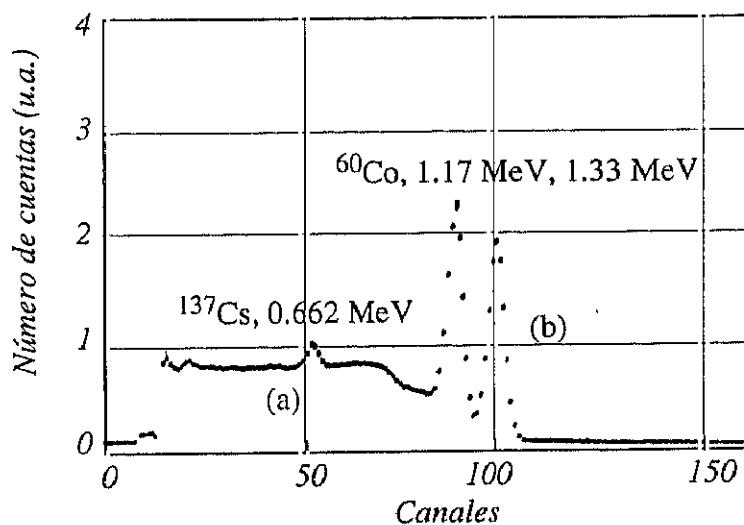


Figura I-8 a). Espectros del  $^{137}\text{Cs}$  (a) y del  $^{60}\text{Co}$  (b), obtenidos con un detector NaI(Tl).

Calibración del detector 3 con preamplificador 3  
 Ganancias: Amplificador 5  
 Conformador 5

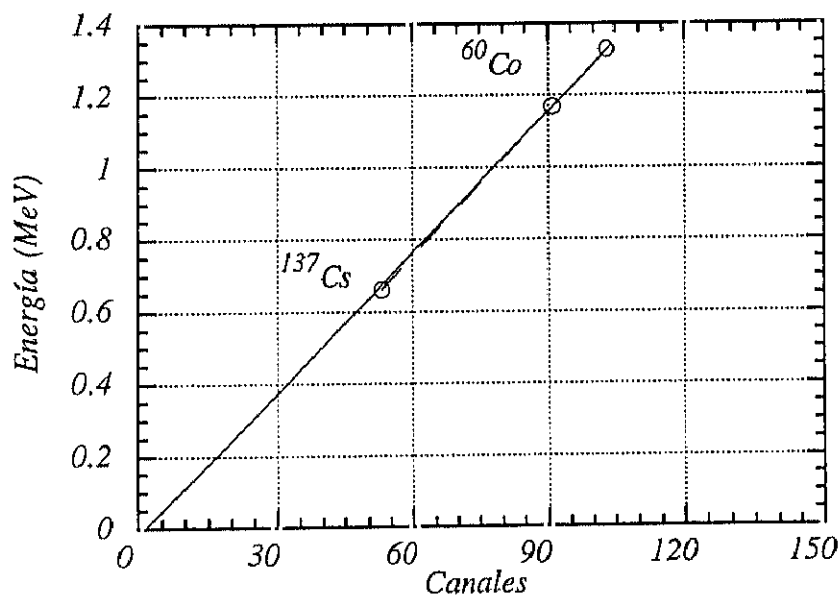


Figura I-8 b). Representa el resultado de la calibración siendo el eje de ordenadas la energía y el de las abscisas el número del canal. En este caso tenemos 13.3 keV/canal.

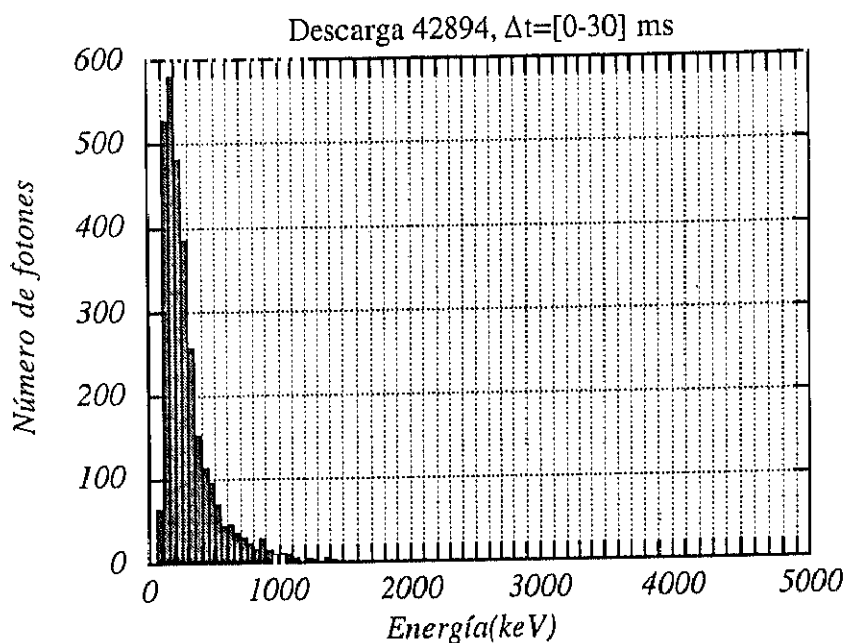


Figura I-9 a). Espectro de fotones obtenido a partir de los datos de la figura I-7 integrado para toda la descarga.

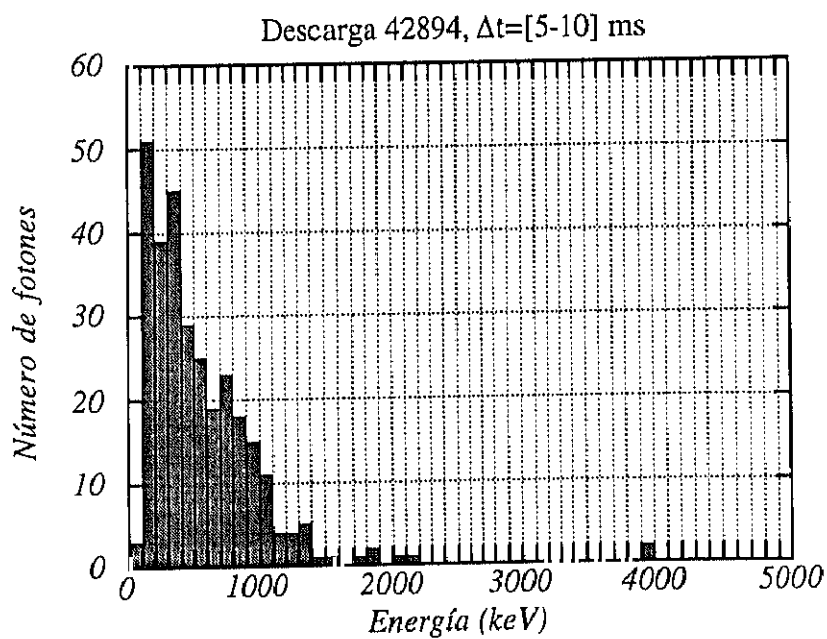


Figura I-9 b). Espectro correspondiente a una ventana temporal centrada en el máximo de corriente.

Como hemos visto, los fotones que se generan en el plasma por radiación de frenado, o en la pared de la cámara, pasan a través de ésta y son detectados fuera. En consecuencia, la intensidad medida difiere de la intensidad real en un factor debido a la absorción de la radiación a través del material,  $T(k)$ :

$$I = I_0 T(k)$$

donde  $I$  es la intensidad transmitida  $I_0$ , la incidente y  $T(k) = \exp(-\rho L \mu(k))$  es la absorción del material, donde  $\rho$  es la densidad del mismo,  $L$  su espesor y  $\mu$  la atenuación, que depende de la energía del fotón. El detector tiene un cono de visión que intersecta la tapa de acero inoxidable de una ventana del TJ-I como veremos en la figura I-14 ; en consecuencia debemos corregir el espectro de intensidad medido con el valor correspondiente a la transmisión del hierro, representada en función de la energía en la figura I-10, para el espesor de dicha tapa,  $L=1$  cm

Los espectros corregidos y sin corregir se representan en la figura I-11. La atenuación selectiva a bajas energías tiene como efecto dar una pendiente ficticia inferior a la real.

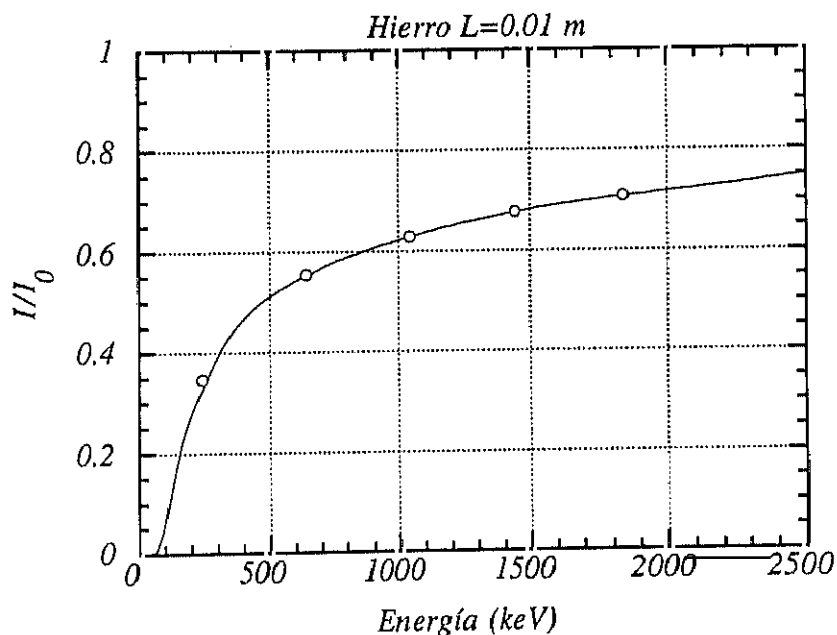
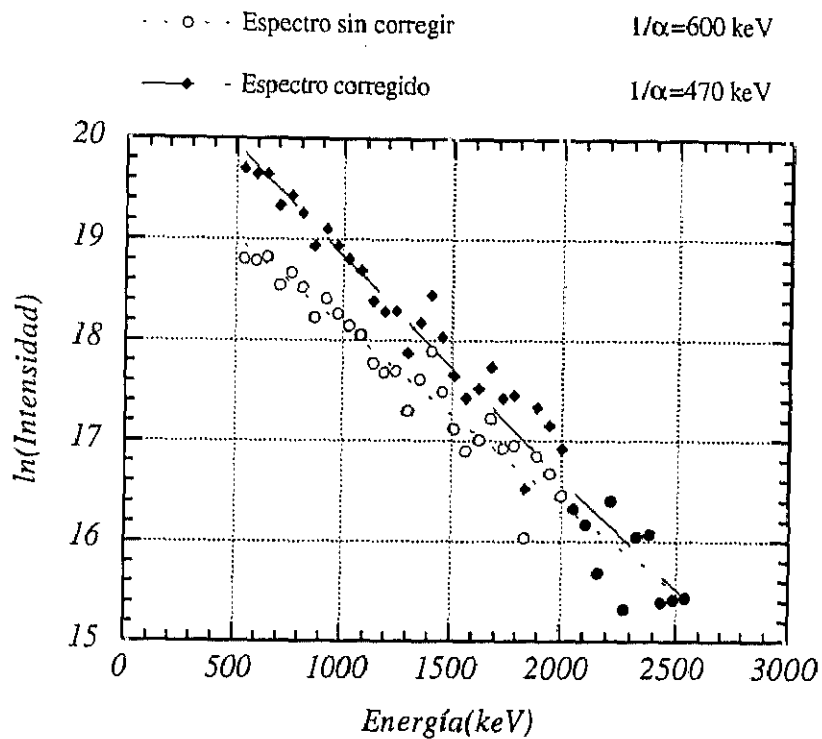


Figura I-10. Transmisión del hierro en función de la energía del fotón incidente.



**Figura I-11.** Espectro de intensidad medido (círculo abiertos) y espectro de intensidad corregido para un espesor de hierro de 1 cm (rombos negros).

#### Funcionamiento del detector NaI(Tl) en modo corriente.

En modo corriente, la señal que se obtiene directamente en el ánodo del fotomultiplicador se integra con un circuito RC. La señal se recoge en un módulo de tipo CAMAC si se quiere estudiar la señal rápida, con un tiempo de muestreo mínimo de  $0.2 \mu\text{s}$ , o con el sistema de adquisición de datos del TJ-I, para señales más lentas, con un tiempo de muestreo mínimo de  $3.2 \mu\text{s}$  [9]. El montaje electrónico del detector de NaI(Tl) en modo corriente se ilustra en la figura I-12. En la figura I-7 se puede ver la evolución temporal del flujo total de rayos X duros que da este monitor para una descarga donde la corriente se mantiene más de 20 ms por los electrones rápidos, como describiremos más en detalle en el capítulo de resultados. El flujo de rayos X duros se expresa en unidades arbitrarias ya que no se ha calibrado el sistema con ninguna fuente de radiación continua.

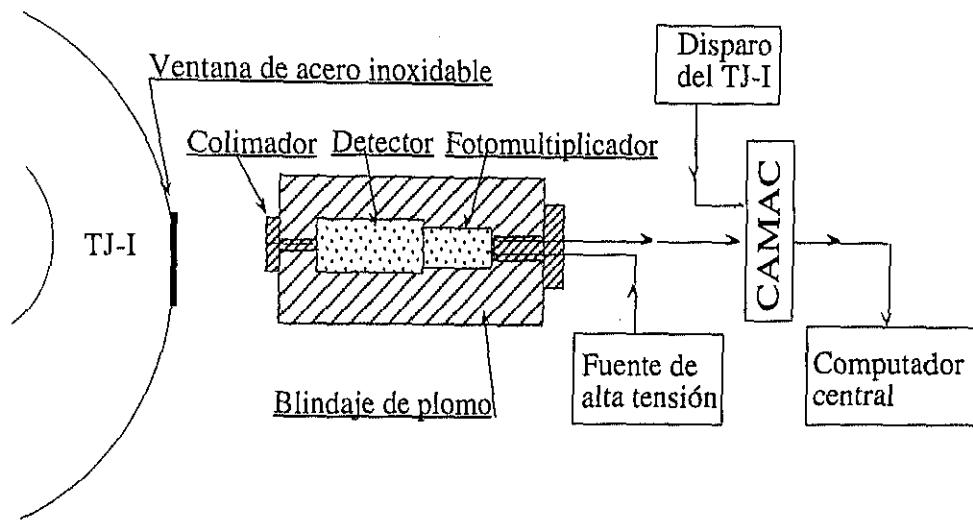


Figura I-12. Montaje electrónico de un detector NaI(Tl) en modo corriente.

#### Detección de los rayos X blandos.

Para medir la temperatura media de los electrones en el TJ-I se utiliza un detector de Si(Li) que detecta fotones emitidos por el plasma, por "bremsstrahlung" o recombinación, en el rango de los rayos X blandos (aproximadamente entre 5 y 15 keV, para un filtro de berilio de 25  $\mu\text{m}$ ), en modo de análisis de amplitud de impulso. A partir de la inversa de la pendiente del espectro, acumulado en el mismo número de descargas que el de rayos X duros, se deduce la temperatura media de los electrones del plasma,  $T_e$ , de forma directa, ya que se supone que la distribución en velocidades de los electrones térmicos es una distribución de Maxwell [20].

En nuestro caso, además de la medida de la temperatura del plasma, que nos interesa como parámetro característico de la descarga, nos fijaremos en la posible contribución al espectro de rayos X blandos de fotones provenientes de la radiación de frenado de los electrones rápidos, que aparecería como una segunda pendiente en el espectro a más altas energías y llamaremos "supratérmica". Esta contribución supratérmica se ilustra en la figura I-13, [21].

En un mismo sector del TJ-I, en la ventana lateral e inferior, están instalados tres conjuntos de detectores de tipo fotodiodo PIN, que miden el flujo de la radiación X blanda. Las líneas de visión de los detectores de cada conjunto forman un abanico. Con las señales



obtenidas en estos detectores se pueden obtener reconstrucciones tomográficas de la emisividad del plasma [22]. En determinadas condiciones, el análisis de las señales en cada conjunto permite seguir la evolución radial de los coeficientes de transporte de los electrones térmicos en el plasma [23]. Las medidas de este diagnóstico, junto con las del detector de flujo de rayos X duros se utilizarán para estudiar la difusión de los electrones rápidos en el plasma como se explicará en el capítulo IV.

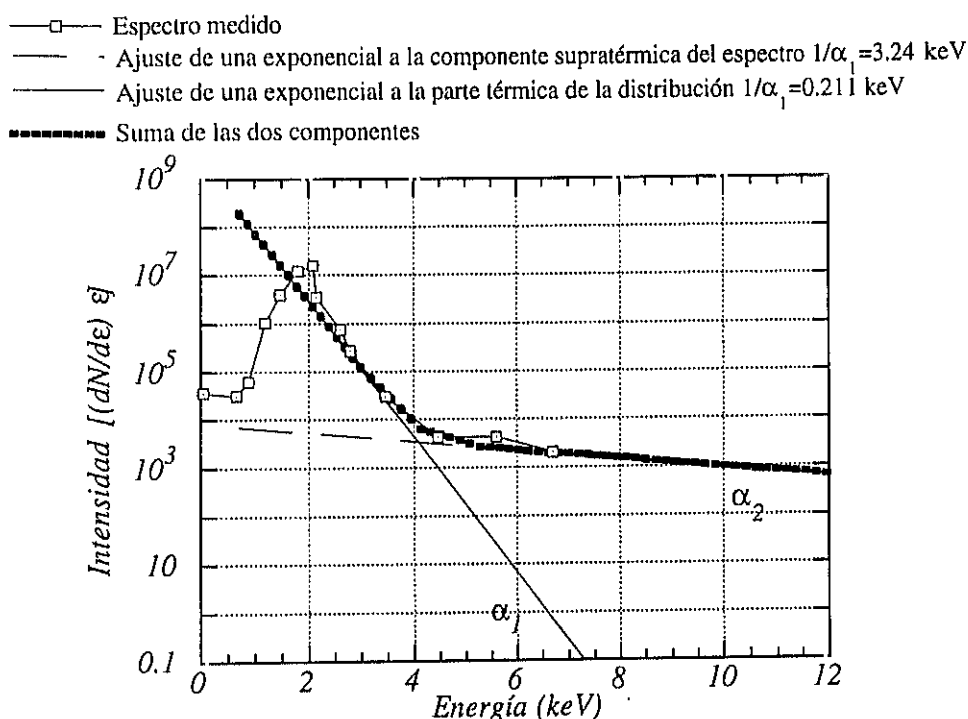


Figura I-13. Espectro de rayos X blandos obtenido con un detector de Si(Li), donde aparece una contribución supratérmica de los fotones provenientes de la radiación de frenado de los electrones rápidos.

Los diagnósticos descritos anteriormente y cuyos datos han sido directamente utilizados en esta tesis se representan en la figura I-14. Los detectores de NaI(Tl) que se utilizan en el plano ecuatorial del tokamak, están debidamente apantallados con un blindaje de plomo de 10 cm de espesor. Para recibir la radiación de la parte del plasma que se desea, el cono de visión del detector se limita mediante el uso de un colimador. El centelleador colocado tangencialmente al TJ-I detecta la radiación proveniente del tercio exterior de la columna de plasma y de la pared de hierro. Según su uso en modo corriente o análisis de amplitud de impulso lo denominaremos, respectivamente  $HX_{||}$  (HXR-PAR) o  $HXPHA_{||}$ . Utilizaremos en algún caso

un detector colocado perpendicularmente al toro, en este caso de forma análoga, hablaremos de los detectores  $HX_{\perp}$  (HXR-PER) o  $HXPHA_{\perp}$ . Un detector de flujo total, sin apantallar, sirve de monitor global de rayos X duros. Está situado a 3 metros de distancia del toro y detecta toda la radiación directa o reflejada. Lo llamaremos  $HX_{tot}$ .

El detector de Si(Li), que tiene un cono de visión centrado a lo largo de un radio mayor del tokamak, en el plano ecuatorial, será citado como XPHA. Un sistema de bombeo propio mantiene una presión diferencial en su línea de conexión que le permite un acoplo directo a la cámara del tokamak, a través de una ventana con una válvula de vacío. El conjunto está protegido de la radiación X dura lateral por un blindaje de plomo de 5 cm.

En la figura I-14 se ilustra la posición de uno de conjuntos de diez detectores de fotodiodo PIN laterales. El conjunto de detectores utilizados se citará como SXR\*, siendo el asterisco el número correspondiente a cada uno de ellos de 1 a 10.

Los diagnósticos adicionales para caracterizar la descarga se describen en el apéndice I.

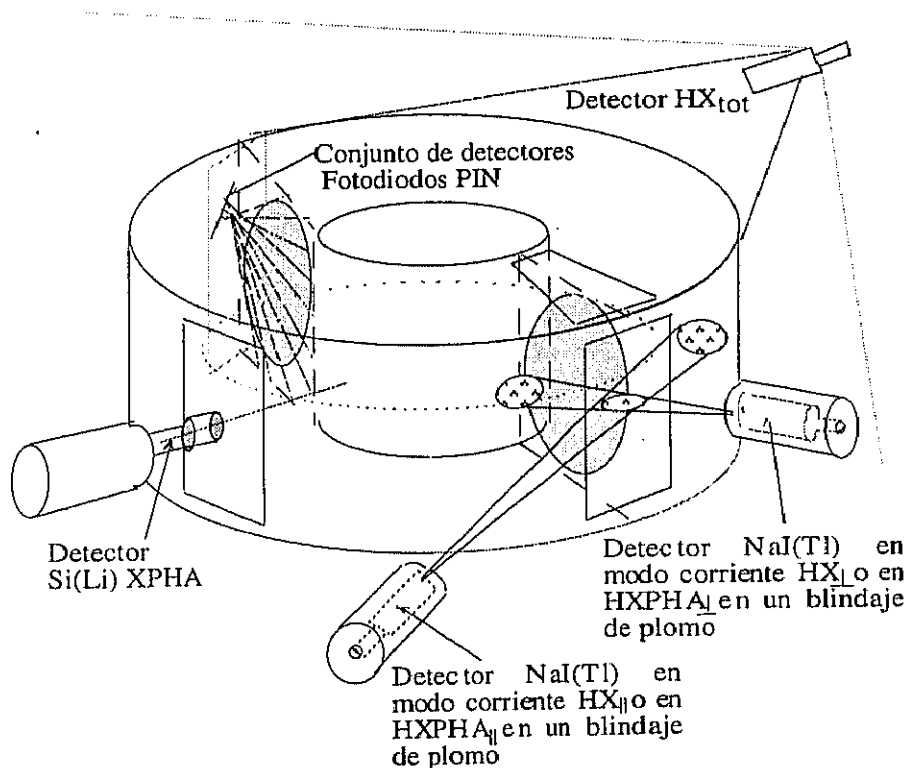


Figura I-14. Distribución de los diagnósticos de radiación X en el tokamak TJ-I.

## **II FUNDAMENTOS TEORICOS**

En este capítulo se definen los conceptos básicos de la teoría de los electrones desacoplados y se exponen brevemente los fundamentos teóricos sobre los que se basa este trabajo.

## II.1-DINAMICA DE UN ELECTRON EN EL PLASMA.

Supongamos un plasma totalmente ionizado al que se le aplica un campo eléctrico  $\vec{E}$ . Como hemos visto en el capítulo I, estas condiciones se cumplen en un tokamak. Los electrones presentes en el plasma se ven entonces sometidos esencialmente a la interacción de dos fuerzas, por un lado, a la fuerza electrostática de aceleración  $\vec{F}_e$  debida al campo eléctrico generalmente externo  $\vec{E}$  y, por otro lado, al conjunto de las fuerzas de fricción o frenado debidas a las colisiones coulombianas  $\vec{F}_\Lambda$ .

Si la velocidad  $\vec{v}$  del electrón aumenta, su frecuencia de colisión  $\nu_e$  disminuye, lo que conlleva una disminución de la fuerza  $\vec{F}_\Lambda$ . A partir de cierta velocidad crítica  $v_c$  se podrá suponer que el electrón es cada vez más insensible a la acción de las fuerzas de fricción, sólo verá la fuerza electrostática y se acelerará indefinidamente, convirtiéndose en un electrón desacoplado o "runaway".

Definiendo la colisionalidad por [24] :

$$\nu_e = \frac{e^4 n_e \ln \lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_0^2 v^3} \quad (\text{II-1})$$

la suma de las fuerzas que actúan sobre el electrón es:  $\sum \vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_\Lambda$  donde  $\vec{F}_\Lambda = m\nu_e \vec{v}$  y  $\vec{F}_e = -e\vec{E}$ ,  $-e$  es la carga del electrón, y  $\ln \lambda$  el logaritmo de Coulomb, cuyo valor varía entre 10 y 20 según las características colisionales del plasma, y que definiremos más adelante.

Para poder establecer la ecuación de movimiento de un electrón "runaway" vamos a ver más en detalle los fenómenos que producen variaciones de la cantidad de movimiento en un electrón de prueba, en el rango supratérmico ( $T \gg T_e$ ). Según Fussman [25, 26] tenemos :

$$\vec{F}_\Lambda = \left( \frac{d\vec{p}}{dt} \right)_{\text{coll}} = \left( \frac{d\epsilon}{dz} \right)_{\text{coll}} - \frac{mv^2\gamma}{2} \left( \frac{d\theta^2}{dz} \right)_{\text{coll}} \quad (\text{II-2})$$

donde  $\epsilon = \sqrt{c^2 p^2 + m_0^2 c^4}$ ,  $c$  es la velocidad de la luz,  $\beta = v/c$  y  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  el factor relativista de Lorentz,  $m_0$  es la masa del electrón en reposo,  $z$  la coordenada espacial en la dirección de la partícula y  $\vartheta$  el ángulo de dispersión tal que  $\vartheta = p_{\perp}/p$ ,  $p = (p_{\parallel}^2 + p_{\perp}^2)^{1/2}$ , siendo  $\vec{p}$  la cantidad de movimiento.

También podemos escribir como en [25]:

$$\left(\frac{d\vec{p}}{dt}\right)_{\text{coll}} = e\vec{D} \quad (\text{II-3})$$

donde  $D$ , llamado campo (eléctrico) de frenado, es una cantidad con dimensión de campo eléctrico, útil para ser comparado con el campo eléctrico externo.

En la ecuación (II-2)  $\left(\frac{d\epsilon}{dz}\right)_{\text{coll}}$  es siempre negativa, describe la energía perdida por la partícula de prueba, y es llamada potencia de frenado (stopping power) en la literatura. El segundo término es la dispersión en el espacio de momentos debida a colisiones, en particular con iones.

Los diferentes procesos que podrían tener una contribución en la suma de fuerzas de fricción son los siguientes:

- a) Colisiones elásticas electrón-ion,
- b) Colisiones elásticas electrón-electrón,
- c) Colisiones inelásticas electrón-ion,
- d) Colisiones inelásticas electrón-electrón,
- e) Colisiones inelásticas con iones parcialmente ionizados,
- f) Pérdidas por radiación sincrotrónica y ciclotrónica.

Las fórmulas de las secciones eficaces y potencias de frenado de estos procesos se pueden encontrar por ejemplo en [25]. La contribución de todos estos procesos a la suma de fuerzas de frenado para electrones medianamente relativistas ( $\sim 10 - 500$  keV) es despreciable excepto para las colisiones elásticas tanto entre electrón-ion como electrón-electrón [26].

En el caso a) la sección eficaz es:

$$d\phi = \frac{2e^4 Z^2}{4\pi\epsilon_0^2 m^2 v^4 \gamma^2 \vartheta^3} d\vartheta,$$

en el caso b):

$$d\phi = \frac{2e^4}{4\pi\epsilon_0^2 m^2 v^4 \gamma^2 \vartheta^3} d\vartheta$$

y

$$d\varepsilon = -\frac{1}{2} m v^2 \gamma^2 d\vartheta^2.$$

Utilizando en (II-2) estas expresiones, y además considerando que

$$\frac{d\vartheta^2}{dz} = n \int_{\vartheta_{\min}}^{\vartheta_{\max}} \vartheta^2 \frac{d\phi}{d\vartheta} d\vartheta$$

obtenemos la expresión siguiente para la suma de las colisiones de tipo a) y b):

$$D(\gamma)_{\text{coll}} = \frac{e^3 n_e \ln \lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m v^2} \left( \frac{Z_{\text{eff}} + 1 + \gamma}{\gamma} \right) \quad (\text{II-4})$$

donde

$$\ln \lambda = \ln \left( \frac{\vartheta_{\max}}{\vartheta_{\min}} \right) = \ln \frac{12\pi\epsilon_0^2 \left( \frac{kT_e}{mc^2} \right)^{3/2}}{Z_{\text{eff}} \sqrt{r_0^3 n_e}}$$

es el llamado logaritmo de Coulomb, siendo  $r_0$  el radio clásico del electrón y  $Z_{\text{eff}}$  el valor efectivo del número atómico de los iones del plasma, definido por la fórmula (I-1).

Los valores de D para los procesos c) y d) deberían ser considerados para energías electrónicas superiores a 100 MeV. Por otro lado para el caso e) el coeficiente D puede ser importante si la concentración de elementos pesados no es despreciable, o sea cuando  $Z^*$ , el número de electrones residuales en el ion de impureza supere a 20. Finalmente la radiación sincrotrón, debida a la curvatura de la trayectoria de los electrones, y la radiación ciclotrón, debida a su giro a la frecuencia de Larmor a lo largo de las líneas de campo magnético, f), serán despreciables, la primera si la energía cinética del electrón está por debajo de 10 MeV y la segunda cuando la energía perpendicular de los electrones es despreciable, como en nuestro caso, en el que se considerará sólo la aceleración en un campo eléctrico paralelo al campo magnético.

La expresión (II-4) se puede también escribir como :

$$D(\gamma)_{\text{coll}} = D_0 \left( \frac{Z_{\text{eff}} + 1 + \gamma}{\gamma^2 - 1} \right) \gamma \quad (\text{II-5})$$

siendo

$$D_0 = \frac{e^3 n_e \ln \lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2}$$

Para la precisión del cálculo que se explicará más adelante introduciremos en la fórmula (II-4) las masas reducidas del ion de hidrógeno y del propio electrón :

$$m_r = \frac{m_e m_i}{m_i + m_e}$$

siendo  $m_e = \gamma m_0$ . Obtenemos:

$$D(\gamma)_{\text{coll}} = \frac{e^3 n_e \ln \lambda}{4\pi\epsilon_0^2 v^2} \left[ \left( \frac{Z_{\text{eff}}}{m_i} + \frac{1}{m_0} \right) + \left( \frac{Z_{\text{eff}} + 1}{m_0 \gamma} \right) \right] \quad (\text{II-6})$$

esta fórmula tiende en el caso no relativista y si despreciamos  $1/m_i$ , al valor del campo de

$$\text{Dreicer [24] :} \quad E_D = \frac{e^3 n_e \ln \lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_0 v_{\text{th}}^2} \quad (\text{II-7})$$

multiplicado por  $Z_{\text{eff}}+2$ , y en el caso altamente relativista al valor dado por Connor-Hastie [27], llamado  $D_0$  en la fórmula (II-5):

$$D(\gamma)_{\text{CH}} = \frac{e^3 n_e \ln \lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2} \quad (\text{II-8})$$

Retendremos para nuestro modelo teórico, en el capítulo III, la expresión (II-6) para las fuerzas de colisión de tal manera que:

$$\vec{F}_\Lambda = \left( \frac{d\vec{p}}{dt} \right)_{\text{coll}} = -eD(\gamma)_{\text{coll}} \frac{\vec{v}}{v} \quad (\text{II-9})$$

En el caso no relativista, cuando se cumple la condición  $\vec{F}_e = \vec{F}_\Lambda$  determinamos la velocidad crítica suponiendo que la velocidad  $\vec{v}$  y el campo eléctrico inducido  $\vec{E}$  son paralelo:

$$v_c^2 = \frac{e^3 n_e \ln \lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_0 E} \quad (\text{II-10})$$

Consideremos un plasma en que los electrones tienen una distribución Maxwelliana en velocidad y energía. Si suponemos que  $v_c$  es igual a la velocidad térmica de unos electrones cuya temperatura es  $T_e$ , y  $v_{\text{th}} = \sqrt{\frac{kT_e}{m_e}}$ , podemos definir un campo eléctrico crítico, que es equivalente al campo de  $E_D$ , (II-7).

Si  $E_D/E < 1$  entonces  $v_c < v_{\text{th}}$ , por lo tanto prácticamente todos los electrones de la maxwelliana inicial se “desacoplan” y se aceleran.

Si  $E_D/E > 1$  entonces  $v_c > v_{th}$ , y sólo una “cola” de la distribución se desacopla y se acelera. Llamaremos a  $E_D/E$  relación de Dreicer.

En el caso altamente relativista  $D_0/E$  es mucho mayor que 1 y no quedan prácticamente electrones en la “cola” de la distribución que puedan acelerarse.

La fracción de electrones rápidos,  $f_r$ , corresponde a la relación entre el número de electrones con velocidad superior a la crítica y el número total de electrones de la distribución. En la figura II-1 se representan tres ejemplos de distribuciones electrónicas en función de la energía. Las “c” indican las energías críticas según Dreicer,  $\epsilon_c = mc^2(\gamma - 1)$ , donde  $\gamma$  se calcula para  $v_c$ . Los valores acotados representan  $E_D/E$  y la fracción  $f_r$  de electrones rápidos en cada caso.

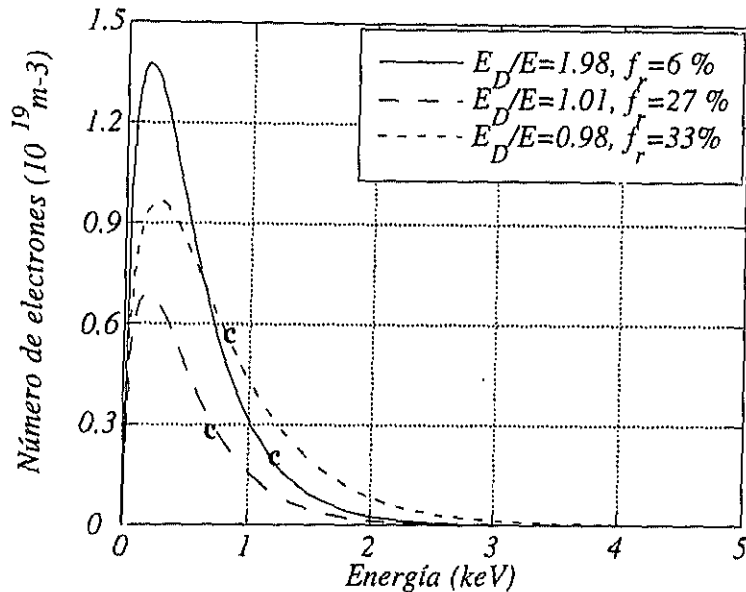


Figura II-1. Distribuciones energéticas de electrones para distintos parámetros del plasma.

En este capítulo revisaremos las teorías desarrolladas para la dinámica de los electrones desacoplados, que pueden dividirse en dos líneas principales: El modelo cinético de los electrones desacoplados y el modelo de deriva del centro guía del electrón. La interacción de los electrones con el plasma se supone en un plasma infinito, homogéneo, totalmente ionizado y



estacionario sin impurezas, en el que la distribución de energías de los electrones es maxwelliana, y al que se le aplica un campo eléctrico débil ( $E \ll E_D$ ). Un resumen más amplio de la teoría cinética se puede encontrar en una conferencia de Sesnic [28] o en la revisión de Knoepfel y Spong [29], y de la teoría de órbitas de deriva en la memoria de tesis doctoral de Spong [30] y en la referencia [29]. El esfuerzo de la mayoría de los autores se centra por un lado y en cuanto al estudio de la teoría cinética, en la determinación del ritmo de producción de los electrones desacoplados, así como de su distribución en energías o velocidades, sin considerar su confinamiento en el campo magnético [27, 31], con excepción de Gurevich [32] que sí lo incluye en su modelo; y por otro lado, desde el punto de vista del modelo de deriva del centro guía, en la determinación de las trayectorias a lo largo de las líneas de campo, su confinamiento [30] o su relación con las posibles islas magnéticas [33]. En este caso se considera que los electrones son lo suficientemente rápidos como para no colisionar con las otras partículas del plasma, ni ser sensibles a las inestabilidades de este último. Veremos sin embargo en el capítulo V cómo los electrones rápidos pueden interactuar con la turbulencia magnética del plasma, como demuestra Mynick en [34] y Gurevich en un estudio teórico más reciente [35], e incluso con la turbulencia electrostática, para energías más próximas a la de Dreicer, como sugiere Robinson en [7].

## II.2- TEORIA CINETICA DE LOS ELECTRONES DESACOPLADOS

La ecuación de movimiento de un conjunto de electrones caracterizados por una función de distribución,  $f_e(\vec{r}, \vec{v}, t)$ , en el espacio  $\vec{r}$ , en velocidad  $\vec{v}$  y en el tiempo  $t$ , sobre los que hay aplicada una fuerza que considera las colisiones de forma estadística, se denomina de Fokker-Planck. La forma más general de la ecuación de Fokker-Planck es [36]:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}} f_e + \frac{q}{m} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \nabla_{\vec{v}} f_e = \left( \frac{\partial f_e}{\partial t} \right)_c \quad (\text{II-11})$$

donde  $\left( \frac{\partial f_e}{\partial t} \right)_c$  es el término colisional,  $\vec{E}$  es el campo eléctrico, que se considera paralelo al campo magnético  $\vec{B}$  en todo lo que sigue, y donde

$$\nabla_r \equiv (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$$

$$\nabla_v \equiv (\partial/\partial v_x, \partial/\partial v_y, \partial/\partial v_z).$$

Un análisis más exhaustivo de la ecuación de Fokker-Planck para cualquier partícula, así como sus distintas simplificaciones, métodos y códigos de resolución se exponen en [37].

Para los electrones desacoplados los diversos métodos de resolución de la ecuación de Fokker-Planck dan como resultado fundamental el ritmo de producción de los electrones "runaways", sea de forma analítica [31], o de forma numérica [38] y con tratamiento relativista [27]. El ritmo de producción de los electrones desacoplados,  $S$ , definido como el número de electrones, por unidad de volumen y de tiempo, que cruzan la superficie separatriz o crítica y entran en régimen acelerado, es función de cuatro características del plasma : la densidad  $n_e$ , la temperatura electrónica  $T_e$ , el campo eléctrico inducido  $\vec{E}$ , y  $Z_{\text{eff}}$ . Estas pueden reducirse a tres parámetros:  $\alpha$ ,  $\varepsilon_t$ , y  $Z_{\text{eff}}$ , si se introducen las notaciones siguientes:  $\sigma_S = \frac{S}{v_e n_e}$ , donde  $v_e$  es la frecuencia de colisión del electrón definida por la fórmula (II-1),  $\varepsilon_t = \frac{kT_e}{m_0 c^2}$  la temperatura electrónica en unidades de energía del electrón en reposo y  $\frac{\alpha}{\varepsilon_t} = \frac{E_D}{E}$  que no es otra que la relación de Dreicer.

La fórmula más completa, por ser relativista, es la de Connor [27], reproducida de esta manera por Fussman [25] :

$$\sigma_S(\alpha, \varepsilon_t, Z_{\text{eff}}) = C_R \left( \frac{\alpha}{\varepsilon_t} \right)^{h(\alpha, Z_{\text{eff}})} \exp \left[ -\frac{\alpha f(\alpha)}{4\varepsilon_t} - \sqrt{\frac{2\alpha}{\varepsilon_t}} g(\alpha, Z_{\text{eff}}) \right] \quad (\text{II-12})$$

donde

$$\begin{cases} h(\alpha, Z_{\text{eff}}) = \frac{Z_{\text{eff}} + 1}{16(1-\alpha)} \left[ 1 + \frac{2(1-2\alpha)}{-\sqrt{1-\alpha}} + \alpha \frac{7-Z_{\text{eff}}}{1+Z_{\text{eff}}} \right] \\ g(\alpha, Z_{\text{eff}}) = \sqrt{\frac{1+Z_{\text{eff}}}{8\alpha(1-\alpha)}} \left[ \frac{\pi}{2} - \sin^{-1}(1-2\alpha) \right] \\ f(\alpha) = \frac{8}{\alpha^2} \left( 1 - \frac{\alpha}{2} - \sqrt{1-\alpha} \right) \end{cases}$$

Los resultados de Kruskal y Bernstein [38], Kulsrud [39], Lebedev [40], Gurevich [41], difieren esencialmente por el factor preexponencial en la constante  $C_R$ , que no puede ser definida analíticamente y es del orden de la unidad. En la figura II-4 se representan los ritmos de

producción según la fórmula (II-12) y los valores de  $\alpha$  para los perfiles radiales de las figuras II-2 (densidad y  $Z_{\text{eff}}$ ) y II-3 (temperatura electrónica y velocidad crítica calculada según la fórmula (II-10)).

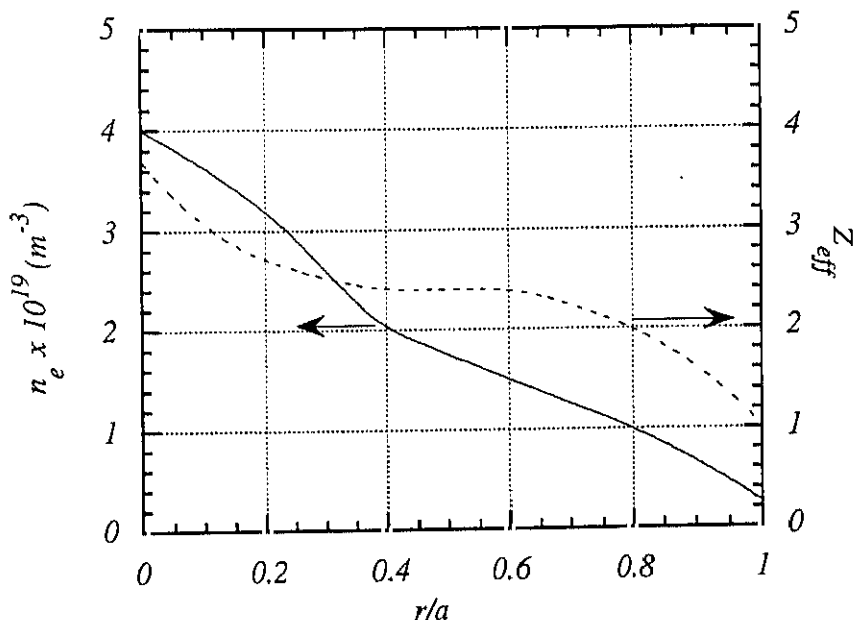


Figura II-2. Perfiles radiales de  $n_e$  y  $Z_{\text{eff}}$  para el TJ-I, deducidos por dispersión Thomson [8].

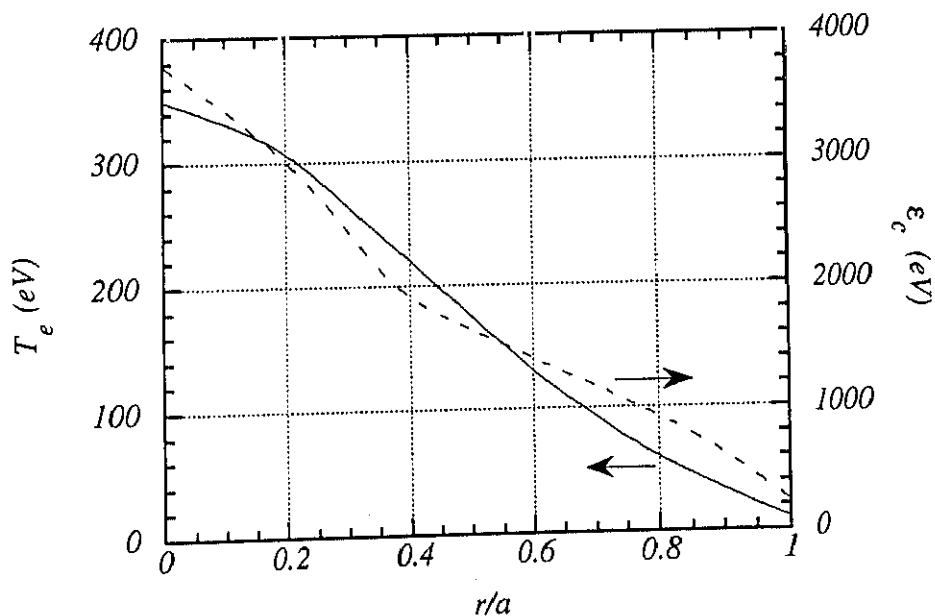


Figura II-3. Perfil de temperatura electrónica deducido por dispersión Thomson [8] y valor de la energía crítica calculada a partir de la fórmula (II-10).

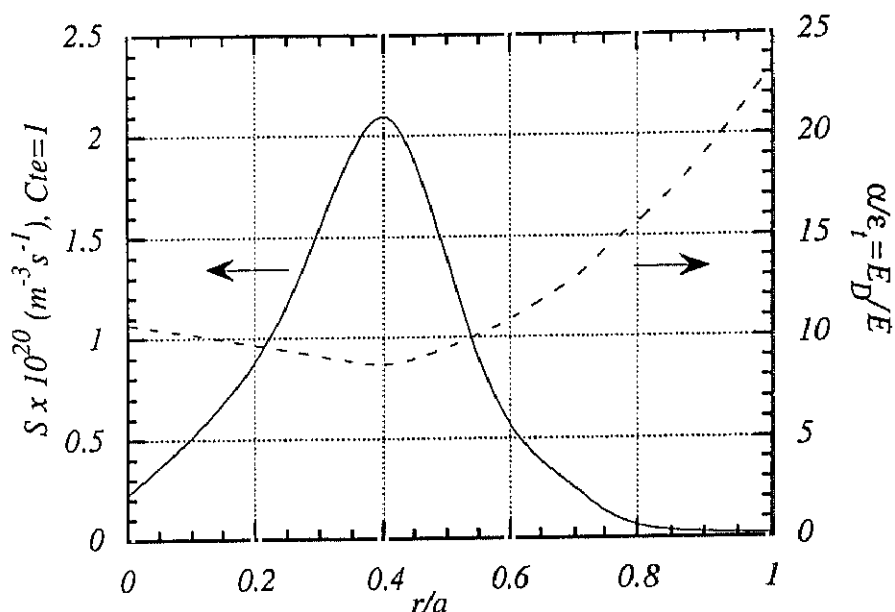


Figura II-4. Valores de  $E_D/E$  y  $S$  correspondientes a los perfiles de las figuras II-2 y II-3 según la fórmula (II-12), característicos del TJ-I, para un campo eléctrico de 2.1 V/m.

Como podemos ver, los ritmos de producción en estas condiciones tienen un máximo en el TJ-I en torno a la mitad del radio menor, donde el valor de la relación de Dreicer es mínima, aunque siempre superior a 1, lo que indica que sólo la cola de la función de distribución se acelera. Este hecho también se puede observar en la figura II-3 donde la energía crítica,  $\epsilon_c$ , es siempre del orden de 10 veces mayor que la temperatura térmica.

Volveremos a utilizar la fórmula (II-12) a la hora de comparar los ritmos de producción calculados según nuestro modelo con los ya descritos.

La complejidad de los códigos que resuelven la ecuación de Fokker-Planck y la duración del cálculo computacional hacen que muchos autores busquen expresiones analíticas para la función de distribución [13, 42, 43]. Estas expresiones no consideran evolución temporal y por tanto no pueden aplicarse al problema que queremos abordar.

Los mecanismos de pérdidas de electrones desacoplados no se incluyen en la ecuación de Fokker-Planck que hemos visto en (II-11). Para estudiar estos mecanismos Fussman [26]

introduce el concepto de tiempo de confinamiento de los electrones desacoplados,  $\tau_r$ , y define  $\exp\left[-\frac{(t-t_0)}{\tau_r}\right]$  como la probabilidad de que un electrón nacido en un instante  $t_0$  siga en el plasma en el instante  $t$ . La variación en el número total de electrones desacoplados se obtiene como la diferencia entre los que se han creado por unidad de tiempo y los que se han perdido:

$$\frac{dN_r}{dt} = \int_V S dV - \frac{N_r}{\tau_r} \quad (\text{II-13})$$

donde  $N_r$  representa el número total de electrones desacoplados en el plasma y  $S$  el ritmo de producción de dichos electrones.

Introduciendo un cambio de variable tal que  $y = \frac{\bar{n}_r}{\bar{n}_e}$ , donde  $\bar{n}_r$  es la densidad de electrones desacoplados en el plasma y la barra indica el valor promediado sobre la sección poloidal del plasma, obtenemos

$$y = y_s \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \right] \quad (\text{II-14})$$

donde  $y_s$  es la fracción estacionaria de electrones desacoplados y se define como:

$$y_s = 2\rho_1^2 v_e(0) \sigma_S(0) \tau_r = \frac{2\rho_1^2 S(0) \tau_r}{n_e(0)} \quad (\text{II-15})$$

(0) indica que se trata de valores centrales, y  $\rho_1^2$  representa el área de producción de los electrones desacoplados en una sección poloidal del plasma,  $v_e$  es la frecuencia de colisión, y  $\sigma_S$ , como antes, el ritmo de producción normalizado a la frecuencia de colisión y a la densidad electrónica. Para un radio de producción que alcanza hasta  $r/a=0.6$ , tiempo de confinamiento de los "runaways" del orden de 1ms, con los valores  $n_e(0)$  y  $S(0)$  y perfiles como los de las figuras II-2 y II-4, obtenemos en el TJ-I una fracción estacionaria  $y_s \sim 1.27 \times 10^{-5}$ .

### Simplificación de la ecuación de Fokker-Planck.

Fussman en [26], deriva una ecuación de movimiento para un electrón "runaway" de prueba, que le permite seguirlo individualmente en el espacio de momentos. Incluye el ángulo

de dispersión  $\vartheta$ , formado por la dirección de la cantidad de movimiento del electrón de prueba  $\vec{p}$  y el campo eléctrico  $\vec{E}$  inducido en el plasma, de tal forma que tenemos:  $\mu = \cos \vartheta = \frac{p_{\parallel}}{p}$ ,

siendo  $p_{\parallel}$  la cantidad de movimiento del electrón paralela al campo magnético resultante  $\vec{B}$ .

Utiliza una aproximación que supone que la función de distribución en el espacio  $p$ - $\mu$  es la siguiente:

$$f(p, \mu, t_0) = \frac{\delta(p - p_0)\delta(\mu - \mu_0)}{2\pi p_0^2} \quad (\text{II-16})$$

donde los subíndices "0" representan los valores en el instante inicial. De esta manera deduce un sistema de ecuaciones del movimiento del electrón de prueba para los valores medios siguientes:  $\langle p_{\parallel} \rangle$ ,  $\langle p_{\perp} \rangle$ ,  $\langle p^2 \rangle$ ,  $\langle \mu \rangle$ . Para valores  $\mu \leq 1$ , se deduce el valor de ángulo de dispersión como :

$$\langle \vartheta \rangle = \frac{p_{\perp}}{p} = \left[ \frac{2\alpha(Z_{\text{eff}} + 1)}{p} \right]^{1/2}. \quad (\text{II-17})$$

En la figura II-5 representamos los valores del ángulo de dispersión  $\langle \vartheta \rangle$  correspondientes a un electrón de prueba con energías  $\epsilon_c$ , 100, 500 y 1000 keV en un plasma con perfiles de  $Z_{\text{eff}}$  y  $\alpha$  como los representados en las figuras II-2 y II-4.

Desde el punto de vista de la emisión de rayos X duros, cuando el ángulo de dispersión es superior a  $45^\circ$  tenemos electrones con energía cercana a la crítica, que no darán contribución alguna al espectro o al flujo medidos tangencialmente (ver figura I-14). En nuestras medidas, las contribuciones relevantes serán las debidas a electrones con energías por encima de 100 keV, por lo tanto los ángulos de dispersión serán menores de  $45^\circ$  en el centro del plasma, y disminuirán al aumentar su energía y al salirse hacia radios mayores. Al despreciar el ángulo de dispersión, según Fussman [26] se introduce una reducción del orden del 10% en la energía real del "runaway", con respecto a los resultados de modelos de libre aceleración [29], donde se considera que el electrón está únicamente sometido a la fuerza  $\vec{F}_e$  (solución "free-fall" o caída libre).

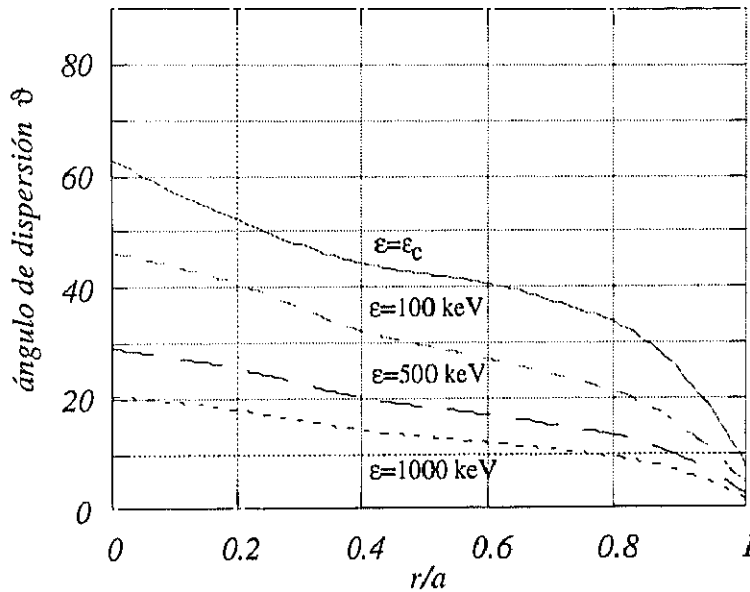


Figura II-5. Angulos medios de dispersión en el TJ-I correspondientes a los perfiles radiales de las figuras II-2 a II-4, para diferentes valores de las energías de los electrones "runaways".

En resumen, la ecuación de Fokker-Planck, permite determinar el ritmo de producción de "runaways", sin tener en cuenta las pérdidas, que hemos introducido de forma simplificada, mediante el tiempo de confinamiento. Por último el cálculo del ángulo medio de dispersión, nos permite considerar que los electrones "runaways" tienen trayectorias que siguen las líneas de campo magnético, sin apenas desviarse. Un estudio más detallado de estas trayectorias se aborda en el siguiente apartado.

### II.3-MODELO DE ORBITA DE DERIVA

Este modelo, al introducir las trayectorias de los electrones desacoplados, permite estudiar además su tiempo de escape,  $t_{\Delta}$ , (que asimilaremos equivalente al de confinamiento) en el plasma guiados por las líneas magnéticas.

Podemos describir el movimiento del electrón como el de cualquier otra partícula cargada sometida a unos campos eléctricos y/o magnéticos. Como hemos visto, en un tokamak el vector suma de los campos magnéticos toroidal  $\vec{B}_T$  y poloidal  $\vec{B}_p$  da lugar a líneas de campo helicoidales. También existe un campo vertical pero éste suele despreciarse en los cálculos ya que  $B_V \ll B_p \ll B_T$ . La órbita que un electrón "runaway" sigue, gira a la frecuencia ciclotrónica de Larmor alrededor de su centro guía que a su vez se desplaza sobre una superficie de deriva, debido a la helicidad de las líneas de campo (curvatura de línea) y a la deriva vertical. Las velocidades de deriva del electrón "runaway" pueden suponerse iguales a las de sus centros guía  $\vec{v}_g$  y, de forma simplificada, en el sistema de coordenadas representado en la figura II-6, son las siguientes [30, 44]:

$$\vec{v}_g = v_p \hat{e}_p + v_{\parallel} \hat{e}_T + (v_d + v_V) \hat{e}_V \quad (\text{II-18})$$

donde "T" es la dirección toroidal, "p" es la dirección poloidal, y "V" la vertical, según la notación para los campos magnéticos en el primer capítulo y  $\hat{e}_p$ ,  $\hat{e}_T$  y  $\hat{e}_V$  los respectivos vectores unitarios.  $v_{\parallel}$  y  $v_{\perp}$  son las velocidades paralelas y perpendiculares al campo magnético resultante,  $\vec{B}$ .  $\vec{n}$  y  $\vec{b}$  son los vectores unitarios en la dirección paralela y perpendicular al radio de curvatura.

$$v_p = v_{\parallel} \frac{B_p(r)}{B_T} = \frac{r v_{\parallel}}{q(r) R_0} \quad (\text{II-19})$$

es una deriva poloidal, resultado del movimiento helicoidal alrededor del eje magnético, que, proyectado sobre un corte toroidal, da una trayectoria circular.

$$v_V = -v_{\parallel} \frac{B_V}{B_T} \quad (\text{II-20})$$

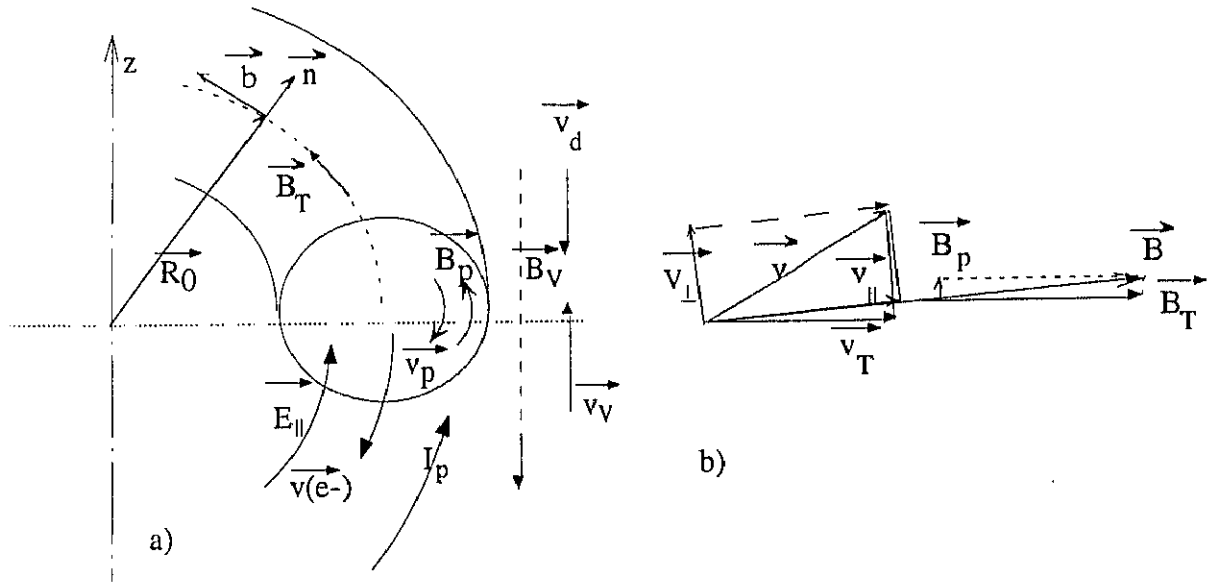
sería la deriva vertical, resultado del movimiento en espiral alrededor del eje mayor y que, como  $B_V \ll B_T$ , se puede despreciar, y



$$v_d = \frac{m_0 v_{\parallel}^2}{eRB_T} + \frac{m_0 v_{\perp}^2}{2eRB_T} = \frac{1}{R\Omega_T} \left( v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right) \quad (\text{II-21})$$

es una deriva vertical, resultado de la fuerza centrífuga ( $v_{\perp}^2$ ) debida a la curvatura de las líneas de campo y a la presencia de un campo magnético no homogéneo, o sea, a  $\nabla B$  ( $v_{\perp}^2$ ).  $\Omega_T = \frac{eB_T}{m_0}$  es la frecuencia de Larmor en el campo toroidal. Para los electrones “runaways”, como  $v_{\perp} \ll v_{\parallel}$ , se puede despreciar la componente perpendicular.

La deriva debida a  $\vec{E} \times \vec{B}$  es también despreciable en el caso de los “runaways”, frente a las otras derivas.



**Figura II-6.** a) Velocidades de deriva de los electrones y de los campos magnéticos de un tokamak, b) Componentes de los vectores velocidad y campo magnético.

La suma de las velocidades (II-19) y (II-21) da una velocidad resultante esencialmente determinada por la helicidad de las líneas de campo y deriva debida a la curvatura. Proyectado en un corte toroidal, el electrón “runaway” con esta velocidad describe un movimiento circular hacia fuera, descentrado en una distancia  $\Delta$  del centro de la distribución de corriente, que a su vez se encuentra desplazada en una distancia  $d_0$  del eje magnético. En un tokamak se consideran campos axisimétricos, en consecuencia una partícula cuya energía no sea muy grande, no ve su confinamiento alterado por la deriva, puesto que la partícula oscila alrededor

de una superficie de flujo constante. Si la energía de la partícula es grande, como ocurre en el caso de los electrones desacoplados, la deriva ya no es despreciable, y el "runaway" se saldrá del plasma derivando hasta chocar con la pared. En la figura II-7, se representa la trayectoria del electrón, desplazada en una distancia  $\Delta$  en el plano poloidal con relación a la superficie de flujo a la que pertenece.  $R_0$  es el radio mayor y  $r_0$  el radio de la superficie de flujo.  $r_L$  es el radio de limitador, o sea del plasma.

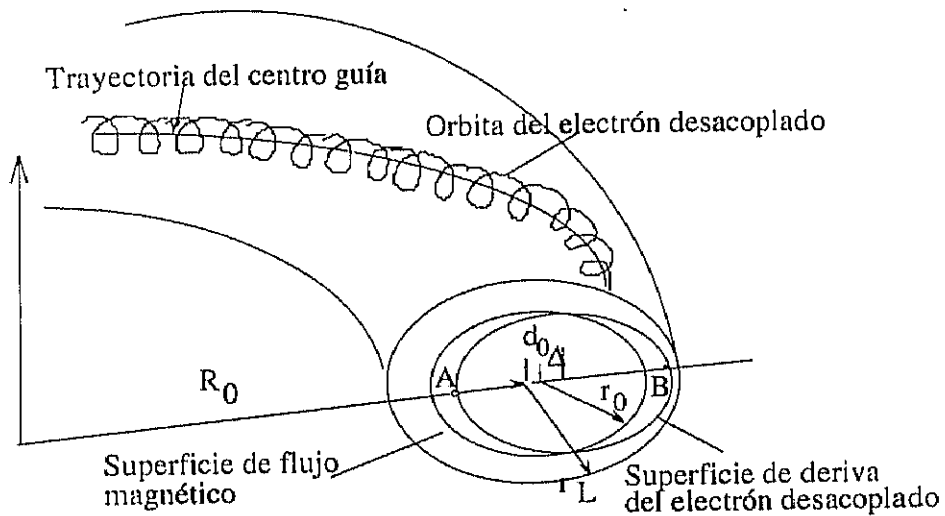


Figura II-7. Proyección en un corte toroidal de la superficie de deriva de los electrones desacoplados y de las superficies magnéticas en un tokamak.

En general, la trayectoria del centro guía se obtendrá resolviendo el siguiente sistema de ecuaciones, en coordenadas toroidales,  $r, \theta, \phi$ , para electrones relativistas:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dr}{dt} = -\frac{m_0 \gamma}{e B_0 R_0} \left( v_{\parallel}^2 + \frac{v_{\perp}^2}{2} \right) \sin \theta \\ \frac{d\theta}{dt} = \frac{v_{\parallel}}{q R_0} - \frac{m_0 \gamma}{e B_0 R_0 r} \left( v_{\parallel}^2 + \frac{v_{\perp}^2}{2} \right) \cos \theta + \frac{1}{r B_0} \frac{d\phi}{dr} \\ \frac{d\phi}{dt} = \frac{v_{\parallel}}{R_0 + r \cos \theta} \\ \frac{d(m_0 \gamma v_{\parallel})}{dt} = -eE - \frac{\mu B_0 r}{\gamma \phi R_0^2} \sin \theta \\ \frac{d(m_0 \gamma c^2)}{dt} = -eE v_{\parallel} \end{array} \right. \quad (\text{II-22})$$

donde  $B_0$  es el campo magnético toroidal en el eje magnético,  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$  y  $\mu = \frac{m(\gamma v_{\perp})^2}{2B}$ .

Una estimación de las velocidades toroidales, poloidales y radiales en el TJ-I, a partir de estas ecuaciones, permite ver que la componente radial es mucho más lenta que las otras dos velocidades: El electrón da cientos de vueltas toroidales y poloidales antes de chocar con la pared. Algoritmos de seguimiento de la partícula se han utilizado en [33] y [44]. Utilizamos aquí una aproximación simplificada basada en dichas referencias y sugerida por [45]. En la figura II-8 se ilustra la proyección de la deriva del electrón desacoplado en una sección poloidal. Nos interesa calcular el valor del desplazamiento radial  $r_3 - r_1$ . Los detalles del cálculo se presentan en el apéndice II.

El problema se reduce a la resolución del sistema siguiente :

$$\begin{cases} \frac{dr}{dt} = \frac{2eEr}{eB_T \frac{r}{q} + m\gamma v_{\parallel}} \\ \frac{d(m\gamma v_{\parallel})}{dt} = -eE \end{cases} \quad (\text{II-23})$$

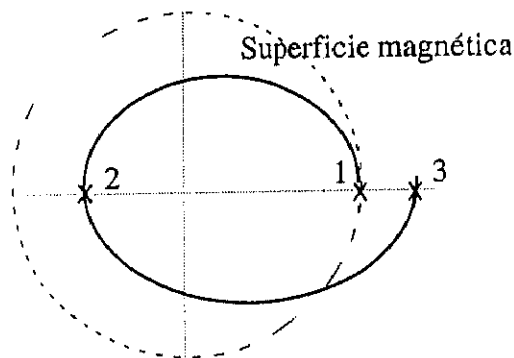
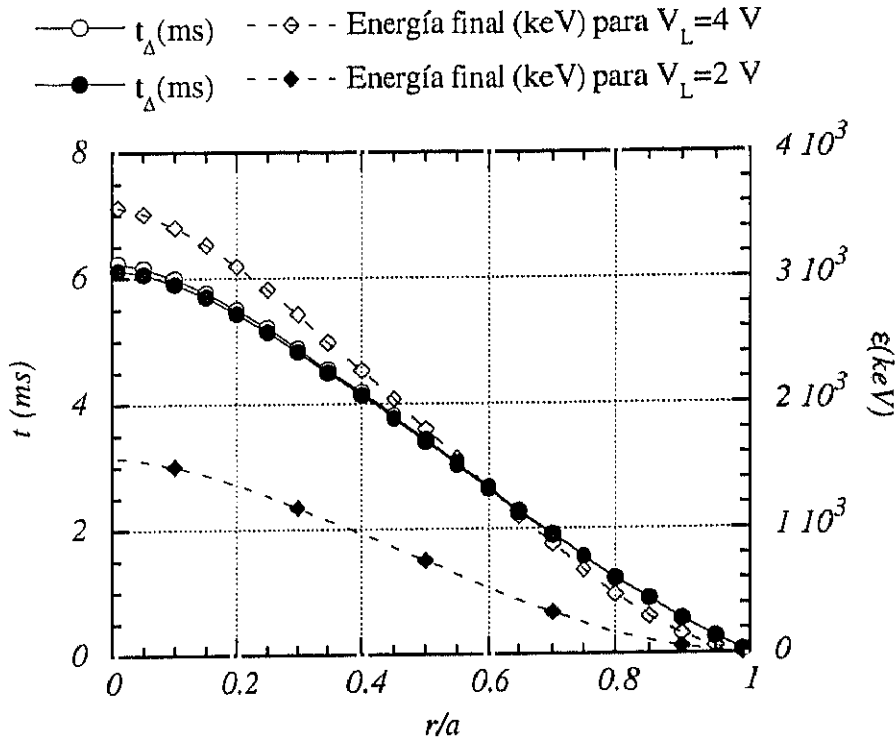


Figura II-8. Proyección de la trayectoria del electrón "runaway" en un corte de ángulo toroidal constante.



**Figura II-9.** Tiempos de deriva y energía en el limitador de los electrones desacoplados que nacen en las posiciones  $r/a$ .

Por integración numérica obtenemos el tiempo de escape  $t_{\Delta}$  de un electrón desde la superficie magnética donde se ha generado hasta la pared y la energía con la que la alcanza. En la figura II-9 se muestra la evolución de esas magnitudes en TJ-I para un perfil de corriente  $j=j_0(1-(r/a)^2)$ , con  $q(0)=1$ ,  $B_T=1$  T,  $V_p=4$  V y la energía crítica  $\epsilon_c=5$  keV.

De esta figura retendremos que los electrones nacidos en la mitad del radio menor, que como hemos visto en el apartado II.1 es la zona de máxima generación, deberían llegar a la pared del TJ-I con una energía entre 1000 y 2000 keV, dependiendo del valor del campo eléctrico toroidal, en un tiempo de escape del orden de 3 ms. Los que hubieran nacido en una zona más interna tendrían energías mayores. El tiempo de deriva no depende del campo eléctrico, que sólo influye en el valor final de la energía alcanzada, como se señala en el apéndice II. Con este modelo podemos estimar el tiempo de confinamiento de los electrones rápidos  $\tau_r$  suponiendo que sería equivalente a  $t_{\Delta}$ .

Un parámetro que interesa conocer para evaluar el confinamiento de los electrones rápidos es su deriva, que llamaremos también  $\Delta$ , cuando alcanzan la pared del tokamak siendo  $r=a$ , y  $q(a)$  el factor de seguridad en el borde del plasma. Aplicando el mismo razonamiento que en el apartado anterior llegamos, a partir del sistema (II-23), a la expresión :

$$\Delta = \frac{2m_0\gamma v_{\parallel}}{eB_T} q(a) \quad (\text{II-24})$$

Donde  $\Delta$  substituye a  $dr$ , y  $r=a$ .

Escribiendo en (II-24)  $I_A = \frac{m_0\gamma v_{\parallel}}{e} = 17\sqrt{\gamma^2 - 1}$ , expresando  $I_A$  en kA, obtenemos la siguiente expresión para  $\Delta$  :  $\Delta = \frac{2I_A}{B_T} q(a)$

o substituyendo  $q(a)$  por la definición dada en la fórmula (I-3) y dándole a  $\mu_0$  su valor  $\mu_0=4\pi \times 10^{-7}$  H/m :

$$\Delta = \frac{a^2}{R_0} \frac{I_A}{I_p} \quad (\text{II-25})$$

con  $I_A$  e  $I_p$  en kiloamperios y  $a$  y  $R_0$  en metros.

De esta manera, a partir de la medida de la velocidad de un electrón al llegar a la pared, se puede establecer el valor de su deriva, según la fórmula (II-24) o (II-25).

Knoepfel y Spong [29] estudian la libre aceleración de los electrones desacoplados pero como haces monoenergéticos de electrones y siguen sus trayectorias que se estrechan y derivan cada vez más hacia afuera a medida que aumenta la energía del haz. El comportamiento de los haces monoenergéticos de electrones rápidos también se estudia en presencia de actividad magnetohidrodinámica [33]. Pero no se consideran colisiones ni posibles inestabilidades creadas por los propios "runaways" [12]. Un estudio más riguroso exigiría que se considerase toda la distribución energética y la distribución radial de los electrones "runaways", sin embargo la aproximación de centro guía sigue siendo válida por su sencillez, frente a códigos que deberían ser cada vez más complicados, con largo tiempo de cálculo.

Los dos tipos de teorías, la cinética y la del movimiento del centro guía, nos dan resultados incompletos a la hora de analizar datos experimentales obtenidos a partir de los rayos X duros: La primera, porque en su forma analítica no linealizada no ha sido resuelta todavía y

en su forma numérica la complejidad de los códigos existentes exige tiempos de cálculo computacional extremadamente largos; la segunda, porque desprecia los fenómenos colectivos aunque se podrían introducir estos efectos con un código numérico de Monte-Carlo. La aplicabilidad de estas teorías a la obtención de resultados “ágiles” desde el punto de vista experimental es por ahora muy difícil. En efecto, estas teorías no han tenido hasta ahora aplicación directa en el campo experimental para poder obtener información sobre los electrones “runaways” a partir de los datos de rayos X duros de los que se dispone.

Una vez definido el lenguaje fundamental de los electrones “runaways”, describiremos un modelo sencillo que permita determinar a partir del espectro de rayos X duros, el tiempo de confinamiento de los electrones que generan esta radiación, siendo la densidad media de electrones, la temperatura media, el valor de  $Z_{\text{eff}}$  y el campo eléctrico  $\vec{E}_{\parallel}$ , parámetros conocidos del plasma.

**III MODELO UNIDIMENSIONAL DE LA DINAMICA  
DE LOS ELECTRONES DESACOPLADOS EN EL PLASMA.**

Se aborda en este capítulo el desarrollo de un modelo simplificado para la dinámica de los electrones desacoplados basado en los fundamentos teóricos introducidos en el capítulo II. Dicho modelo permitirá deducir, de forma inmediata, las características de confinamiento de dichos electrones, a partir de la medida de los espectros de rayos X duros emitidos por el plasma.

El modelo aquí desarrollado se divide en tres partes:

- 1° Estudio del movimiento de un electrón relativista en el plasma.
- 2° Extensión del modelo a una distribución de Maxwell de electrones con una componente supratérmica.
- 3° Cálculo del espectro de radiación de frenado para dicha distribución.

Para facilitar la aplicación del modelo, expresaremos la relación entre el tiempo de confinamiento y los parámetros del plasma en forma de ley de escala. De esta manera establecemos una relación entre el espectro experimental y el tiempo de confinamiento de los electrones desacoplados,  $\tau_r$ .

Finalmente relacionaremos  $\tau_r$  con el coeficiente de difusión de los electrones rápidos,  $D_r$ , y lo compararemos con el que se deducirá en el capítulo IV a partir de las señales en forma de diente de sierra del flujo de electrones "runaways".

### III.1- ESTUDIO DEL MOVIMIENTO DE UN ELECTRON RELATIVISTA EN EL PLASMA

Establecemos la ecuación de movimiento del electrón relativista sometido a la fuerza electrostática y las fuerzas de colisión (fórmula II-5) para un modelo unidimensional como:

$$\frac{d\gamma m_0 \vec{v}}{dt} = -\frac{e^4 n_e \ln \lambda}{4\pi \epsilon_0^2 v^3} \left[ \left( \frac{Z_{\text{eff}}}{m_i} + \frac{1}{m_0} \right) + \left( \frac{Z_{\text{eff}} + 1}{m_0 \gamma} \right) \right] \vec{v} + e\vec{E} \quad (\text{III-1})$$

$\vec{v}$  y  $\vec{E}$  tienen la dirección del campo magnético toroidal, pero sentido opuesto (figura II-6).

El primer término de la derecha de la ecuación (III-1), como ya hemos visto



anteriormente representa la contribución de las colisiones elásticas electrón-electrón, y electrón-ion. Introduciendo la frecuencia de colisión para los electrones de velocidad  $\bar{v}$ :

$$v_{ei}(v) = -\frac{A}{v^3} (B + C\sqrt{1-v^2})$$

donde

$$A = \frac{n_e e^4 \ln \lambda}{4\pi \epsilon_0^2}, \quad B = \frac{Z_{eff}}{m_i} + \frac{1}{m_0}, \quad C = \frac{Z_{eff} + 1}{m_0}$$

la ecuación (III-1) se puede escribir de la forma siguiente:

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = \frac{p}{\sqrt{m_0^2 + p^2}} \\ \frac{dp}{dt} = -\frac{\partial U(x)}{\partial x} - v_{ei}(v)v \end{cases} \quad (III-2)$$

donde  $x$  representa el espacio recorrido,  $p$  la cantidad de movimiento:

$$p = m_0 \gamma v,$$

y  $\gamma$  la corrección relativista:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

siendo  $U(x)$  la energía potencial de la partícula. Utilizamos unidades naturales  $c=1$ .

Para integrar la ecuación (III-2), utilizaremos un esquema numérico de naturaleza conservativo, basándonos en las ecuaciones de movimiento de una partícula en un campo de fuerzas  $F(x)$ , que vienen dadas por:

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = \frac{p}{\sqrt{m_0^2 + p^2}} \\ \frac{dp}{dt} = F(x) \end{cases} \quad (III-3)$$

donde  $F(x) = -\frac{\partial U(x)}{\partial x}$  y  $\epsilon = \sqrt{m_0^2 + p^2} + U(x)$  es la energía total del sistema, que tiene una propiedad fundamental: es una cantidad que se conserva.

La discretización del sistema (III-3) exigirá un esquema numérico que tenga las mismas

leyes de conservación, de simetría y de estabilidad que el sistema continuo subyacente para evitar soluciones sin significado físico [46].

Este sistema, para el caso de un electrón desplazándose a lo largo de un campo eléctrico constante, tiene una solución exacta que utilizaremos para comprobar la exactitud de nuestro esquema numérico [47]. Dicha solución viene dada por:

$$\frac{dp_x}{dt} = eE \Rightarrow \begin{cases} p_x(t) = eEt \\ x(t) = \frac{\sqrt{T_0^2 + (eEt)^2}}{eE} \end{cases}$$

siendo  $T_0$  la energía en el instante  $t=0$ .

Se obtienen resultados numéricos en doble precisión y los comparamos con los resultados analíticos. Para discretizar la velocidad utilizamos la siguiente fórmula:

$$v_n = \frac{p_n}{\sqrt{m_0^2 + p_n^2}}$$

El paso temporal utilizado para obtener los resultados fue  $10^{-3}$ . El ajuste de los valores discretos con los analíticos es de hasta 15 dígitos, para tiempos largos. Para todos los valores de la energía discreta  $\varepsilon_n = \varepsilon_0$ , el esquema es estable.

Podemos aplicar este esquema para solucionar el sistema (III-1). En este caso, la energía  $\varepsilon = \sqrt{m_0^2 + p^2} + U(x)$  ya no se conserva, sino que varía monótonamente  $\frac{d\varepsilon}{dt} = -v_{ei}\dot{x}^2$ .

Utilizamos el esquema siguiente, considerando en este caso la disipación debida a las colisiones de Coulomb:

$$\begin{cases} \frac{x_{n+1} - x_n}{\tau} = \frac{\sqrt{m_0^2 + p_{n+1}^2} - \sqrt{m_0^2 + p_n^2}}{p_{n+1} - p_n} \\ \frac{p_{n+1} - p_n}{\tau} = -\frac{U(x_{n+1}) - U(x_n)}{x_{n+1} - x_n} - v_{ei}v_n \end{cases} \quad (\text{III-4})$$

Este esquema tiene una energía discreta que varía monótonamente en el tiempo:

$$\frac{\varepsilon_{n+1} - \varepsilon_n}{\tau} = -v_{ei}v_n^2$$

y que es consistente con la forma continua de la energía expresada más arriba.

En cada paso tenemos que resolver el sistema (III-4) para las incógnitas  $x_{n+1}$  y  $p_{n+1}$ , a partir de unos valores  $x_n$  y  $p_n$ . Para ello hemos utilizado el método de Newton. Las condiciones iniciales han sido  $x_0=0$  y  $p_0 = \frac{m_0 v_0}{\sqrt{1-v_0^2}}$ , con  $v_0 \geq v_c$ , donde  $v_c$  es la velocidad crítica definida en la fórmula (II-2). Los resultados de este esquema numérico se comparan con los de la resolución de la ecuación (III-2), utilizando la subrutina DGEAR de la librería IMSL para resolución de ecuaciones diferenciales de primer orden, basada en un método predictor/corrector. Los resultados coinciden con un error de unos pocos por cien. Con nuestro esquema numérico obtenemos soluciones para valores de  $v_0$  próximos a  $v_c$ , donde la subrutina de IMSL diverge, y presenta la ventaja de ser simple y más rápido a la hora de programar. Además el control de la evolución monótona de la energía nos permite asegurar la estabilidad numérica del esquema.

En conclusión podemos decir que tenemos una herramienta para calcular en cada instante de tiempo la posición y velocidad de un electrón que se desplaza en un medio donde existe una fuerza de frenado que disminuye a medida que su velocidad aumenta.

### III.2- EXTENSION A UNA DISTRIBUCION DE MAXWELL DE ELECTRONES

Extendemos aquí los resultados obtenidos para un electrón relativista a un conjunto de electrones con una distribución maxwelliana de velocidades. Dado que los electrones con velocidad inferior a la velocidad crítica no se van a acelerar y no van a contribuir a la generación posterior de rayos X, ahorraremos tiempo de cálculo prescindiendo en el mismo de los electrones de baja energía. Para ello habrá que escoger la velocidad crítica más adecuada.

Hemos definido la velocidad crítica en la fórmula (II-10). Sin embargo a partir de la ecuación (III-1), podemos deducir una nueva expresión para  $v_c$ ,  $v_{cr2}$ , que incluya las fuerzas de fricción y  $Z_{eff}$ . Como  $m_i \gg m_0$ , y en torno a la velocidad crítica podemos suponer que  $\gamma=1$ , tenemos:

$$v_{cr2}^2 = \frac{e^3 n_e \ln \lambda (Z_{eff} + 2)}{4\pi \epsilon_0^2 m_0 E} \quad (III-5)$$

Por otra parte Fuch y Cairns [48], haciendo un cálculo parecido al de Fussman para resolver el sistema de ecuaciones de movimiento de los electrones desacoplados, dan el siguiente valor para la velocidad crítica:

$$v_{cr1}^2 = \frac{e^3 n_e \ln \lambda \sqrt{Z_{eff} + 2}}{4\pi \epsilon_0^2 m_0 E} \quad (III-6)$$

Tenemos en consecuencia tres posibles valores de la velocidad crítica. El primero, al contrario de los otros dos, no depende de  $Z_{eff}$ .

#### Ritmo de generación de los electrones desacoplados.

Como ya hemos visto en el punto II-1, en la teoría cinética de los electrones desacoplados se define el ritmo de generación de estos electrones como el número de electrones que cruzan en el espacio de velocidades la superficie separatriz o crítica y entran en el régimen "runaway", por unidad de tiempo y unidad de volumen [26, 27]. El ritmo de generación se puede escribir como:

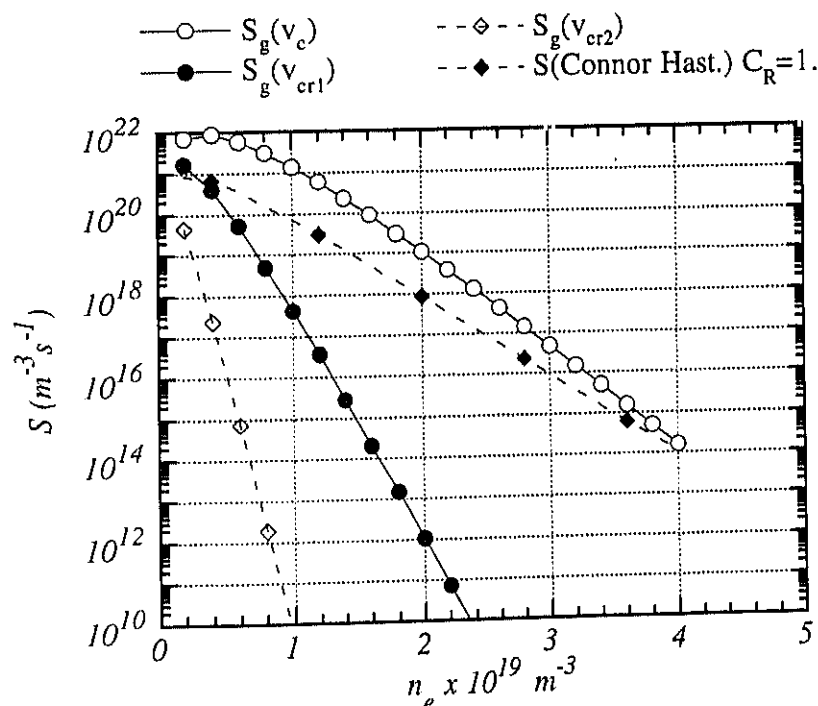
$$S_g = \frac{\text{número de electrones con velocidad } v > v_c}{\text{Volumen} \times \tau_{rep}} \quad (III-7)$$

donde  $\tau_{\text{rep}}$  es el tiempo de repoblación de la cola de la distribución de Maxwell y se define como la inversa de la frecuencia de colisión electrón-electrón para  $v=v_c$ .

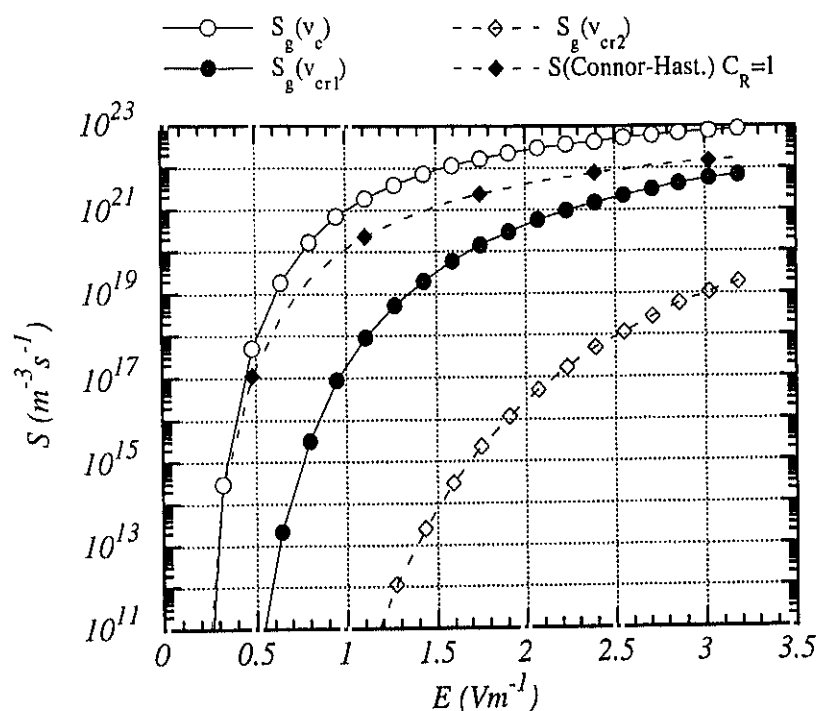
Si suponemos que la función de distribución de velocidades de los electrones es  $f(v)$  podemos escribir:

$$S_g = n_e \frac{v_c}{\tau_{\text{rep}}} = n_e v_e \int_{v_c}^{+\infty} f(v) dv \quad (\text{III-8})$$

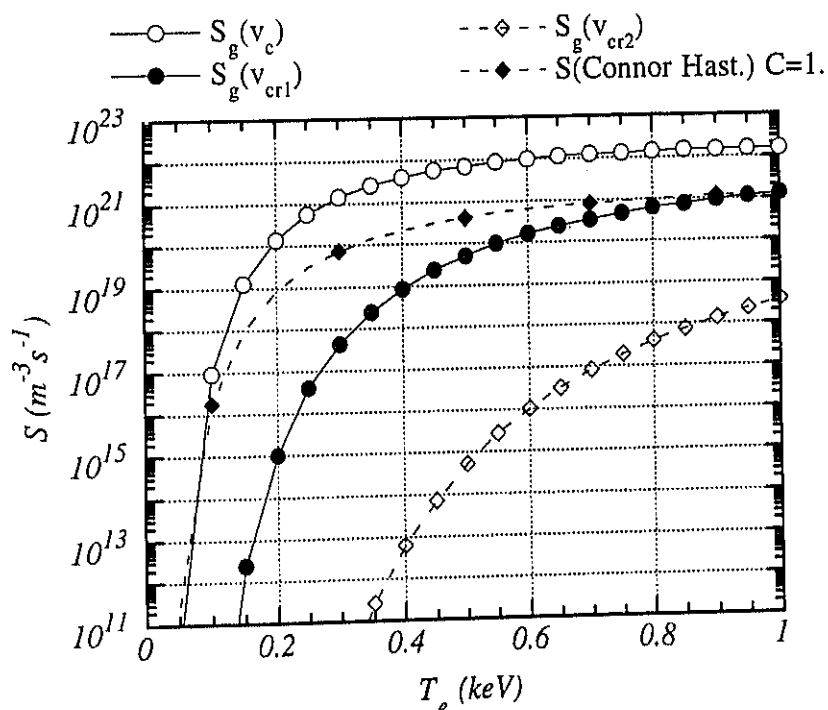
En las figuras III-1 a III-3 comparamos los valores de  $S$ , obtenidos a partir de la fórmula (II-12) con los valores calculados para  $S_g$  según (III-8), para las diferentes definiciones de  $v_c$ ,  $v_{\text{cr1}}$  y  $v_{\text{cr2}}$  dadas anteriormente. Podemos comprobar que la curva  $S_g$  que mejor sigue las variaciones de  $S$  es la que tiene la velocidad crítica de Dreicer, tendiendo a ella para temperaturas inferiores a 100 eV, campos eléctricos inferiores a  $0.5 \text{ Vm}^{-1}$  y densidades altas ( $>4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ). Sin embargo a alta temperatura  $S$  tiende hacia  $S_g$  calculada para la velocidad crítica de Fuch y Cairns,  $v_{\text{cr1}}$ , por lo tanto ese valor sería el adecuado para analizar los resultados en los grandes tokamaks.



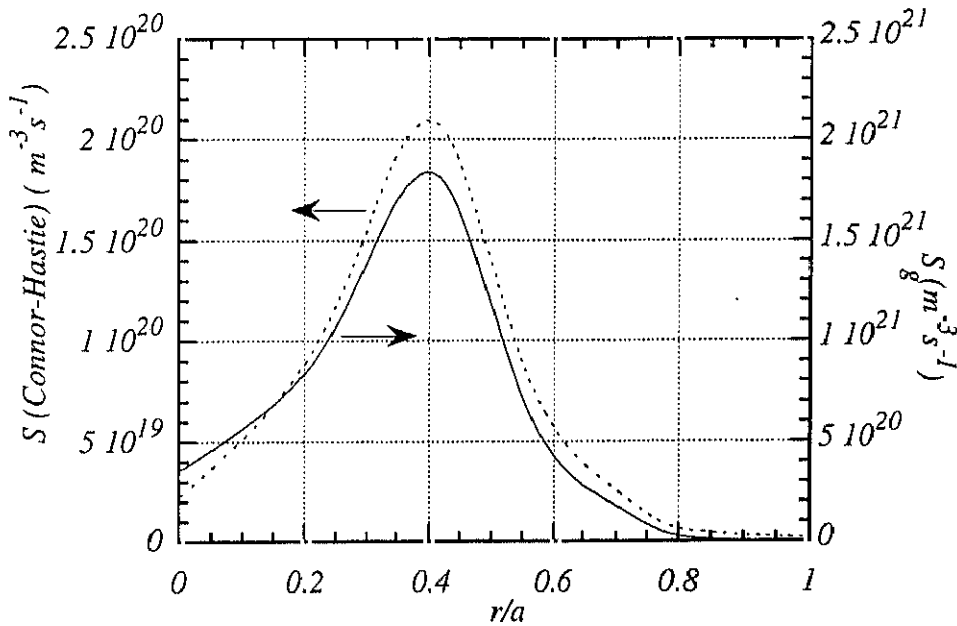
**Figura III-1.** Valores de  $S$  y  $S_g$  según las velocidades críticas ( $v_c=(\text{II-2})$ ,  $v_{\text{cr1}}=(\text{III-6})$ ,  $v_{\text{cr2}}=(\text{III-5})$ ) en función de la densidad electrónica, para  $E=2.1 \text{ Vm}^{-1}$ ,  $T_e=350 \text{ eV}$ ,  $Z_{\text{eff}}=3$ .



**Figura III-2.** Valores de  $S$  y  $S_g$  según las velocidades críticas ( $v_c=(II-2)$ ,  $v_{cr1}=(III-6)$ ,  $v_{cr2}=(III-5)$ ) en función de  $E$ , para  $n_e=1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e=350 \text{ eV}$ ,  $Z_{\text{eff}}=3$ .



**Figura III-3.** Valores de  $S$  y  $S_g$  según las velocidades críticas ( $v_c=(II-2)$ ,  $v_{cr1}=(III-6)$ ,  $v_{cr2}=(III-5)$ ) en función de  $T_e$ , para  $n_e=1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $E=2.1 \text{ Vm}^{-1}$ ,  $Z_{\text{eff}}=3$ .



**Figura III-4.** Perfil de generación de electrones “runaways” para el TJ-I según la fórmula (II-5) y la fórmula (III-8), para los perfiles de las figuras II-2 a II-4.

Tanto en la figura III-4, donde se representan los perfiles de producción  $S$  y  $S_g$  calculados por la fórmula (III-8), como en las figuras anteriores comprobamos que para los rangos de variación de los parámetros del TJ-I, los ritmos de producción calculados utilizando en  $S_g$  la velocidad crítica de la fórmula II-10 difieren aproximadamente en un orden de magnitud con los de Connor y Hastie [27]. Esta comparación nos permite decir que para los cálculos numéricos, la velocidad crítica más correcta es la expresada en (II-2), que da unos ritmos de producción 10 veces mayores que  $S$ , pero conservando la misma forma en su evolución en función de  $n_e$ ,  $T_e$ , y  $\bar{E}$ . Por tanto utilizaremos esta velocidad crítica en nuestra simulación. La influencia de  $Z_{\text{eff}}$  en este cálculo se refleja a través de la fórmula para  $D(\gamma)$  (II-6).

Si no tenemos pérdidas en el proceso de aceleración, debemos de conservar el número de electrones, pero su rango de velocidades se extiende. Podemos aplicar nuestro modelo unidimensional a todos los electrones con velocidades superiores a la crítica. Al cabo de un tiempo  $\tau_r$  obtendremos un grupo de electrones separados de la distribución inicial y

simultáneamente se producirá una repoblación en esa zona. En cada tiempo de repoblación  $\tau_{\text{rep}}=1/\nu_e$ , la parte de la distribución susceptible de transformarse en “runaways” (velocidad superior a la crítica) se rellena de electrones, y estos inmediatamente se aceleran. Este fenómeno se repite mientras no cambien las condiciones del medio. La distribución se convierte en una Maxwelliana con una cola deformada llamada “slide away” en la literatura. (figura III-5).

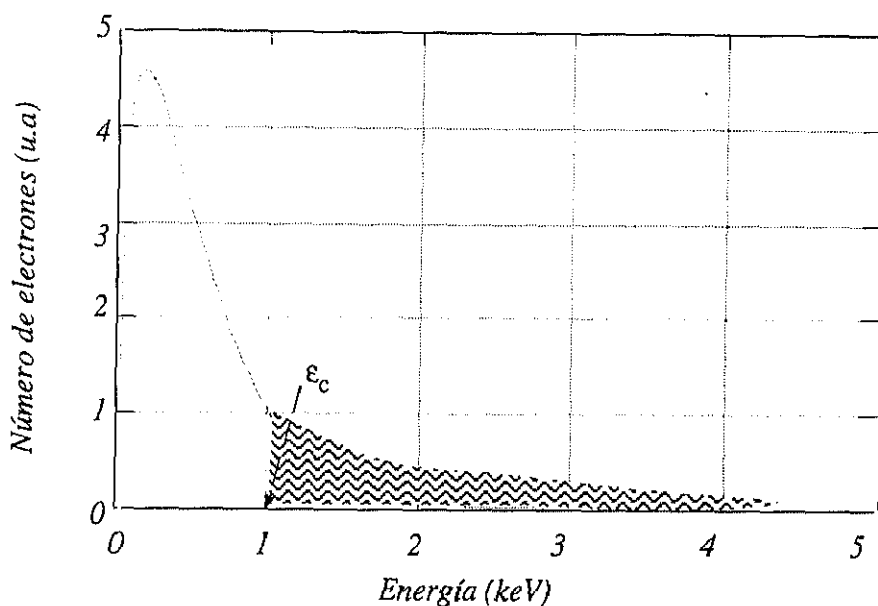


Figure III-5. Distribución en energías de electrones con una cola “slide-away”.

Aplicamos a la distribución de electrones generados la probabilidad de permanencia definida en el apartado II-2 que define el tiempo de confinamiento  $\tau_r$ . El valor  $\tau_r$  se introduce como parámetro de entrada en las simulaciones.  $\tau_r$ , al ser nuestro modelo unidimensional, es el parámetro que encierra la física de la difusión transversal.

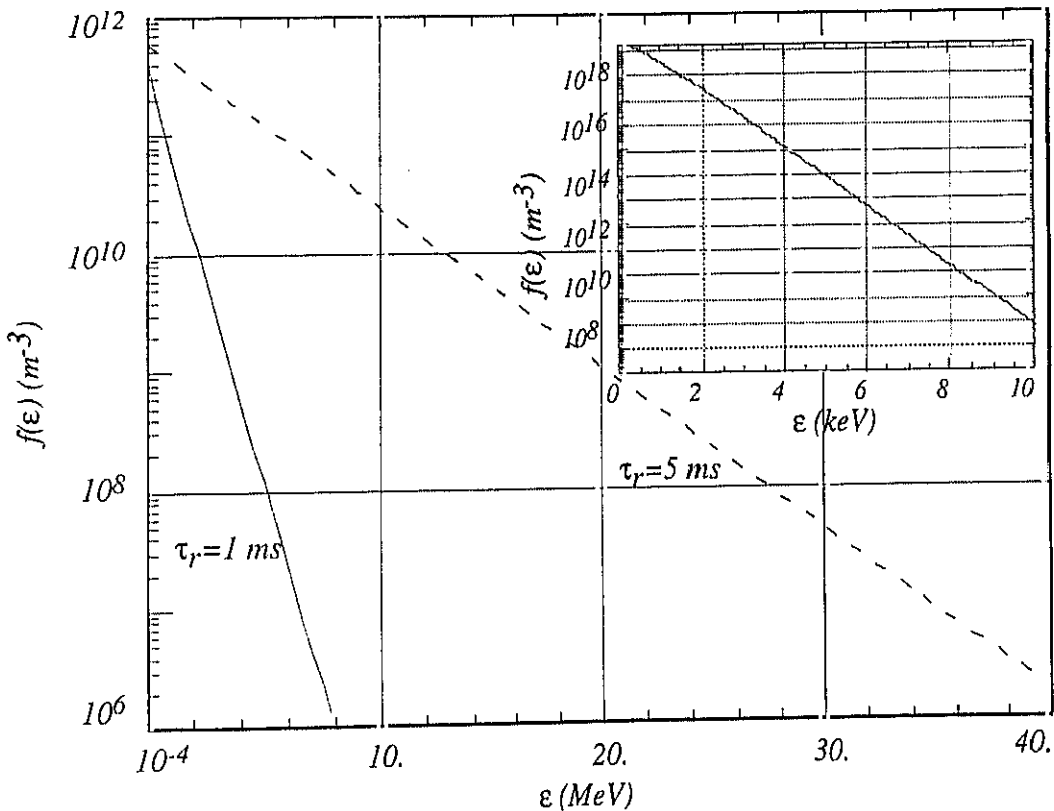
El primer resultado de nuestro cálculo numérico es la distribución energética de los electrones desacoplados. En la figura III-6 vemos dos distribuciones obtenidas para los valores del tiempos de confinamiento y para las condiciones de temperatura, densidad,  $Z_{\text{eff}}$  y campo eléctrico paralelo en el plasma, indicados en el pie de figura.

La forma expandida de la cola de la distribución que corresponde a los electrones desacoplados es un superposición de muchos “grupos” de electrones. Cada grupo pertenece a un mismo intervalo de tiempo en el que han sido acelerados. Si los tiempos de repoblación



fuesen muy largos (frecuencia de colisión muy baja), los grupos no llegarían a superponerse, pero estas condiciones no se cumplen en el TJ-I.

Podemos, en consecuencia, concluir que en este método la generación de la función de distribución de los electrones desacoplados es equivalente a la superposición de un gran número de distribuciones Maxwellianas desplazadas. Este método es entonces una ampliación de un método utilizado anteriormente por otros autores, en el cual se considera la función de distribución para los electrones desacoplados como la suma de varios haces monoenergéticos [38, 49], o como la suma de dos o tres distribuciones desplazadas, con relación a la distribución de Maxwell de los electrones termalizados [13, 50], usando funciones paramétricas. Presenta la ventaja de no tener que suponer distintas "temperaturas" de electrones "runaways". En ningún momento se considera en el modelo de cálculo cuál puede ser el mecanismo de pérdida de los electrones.



**Figura III-6.** Distribuciones de electrones desacoplados para  $n_e = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e = 350 \text{ eV}$ ,  $Z_{\text{eff}} = 3$ ,  $E = 2.12 \text{ Vm}^{-1}$  y  $\tau_r = 1$  y  $5 \text{ ms}$ . En el recuadro tenemos la distribución inicial de 0 a 10 keV.

### III.3- CALCULO DEL ESPECTRO DE RADIACION DE FRENADO

Los rayos X duros emitidos por el plasma confinado en un tokamak son debidos a la interacción de los electrones desacoplados con el propio plasma o con elementos estructurales del dispositivo (limitadores, sondas o la pared de la cámara de vacío). En este apartado se deduce el espectro de energía de dicha radiación, aplicando el modelo desarrollado en el apartado anterior.

Definiendo  $N(\kappa, \vartheta)$  como el número de fotones, por unidad de un ángulo sólido, con energías comprendidas entre  $\kappa$  y  $\kappa+d\kappa$ , emitidos por un electrón con energía  $E_0$  al cruzar un centímetro de materia cuya densidad es  $n_e$  y número atómico  $Z$ , la intensidad de la radiación viene dada por [51, 52]:

$$\frac{dI(\kappa, \vartheta, E_0)}{dx} = \frac{dN(\kappa, \vartheta, E_0)d\kappa d\vartheta}{dx} = \frac{2n_e Z^2}{137} \left( \frac{e^2}{\mu} \right)^2 i'(\kappa, \vartheta, E_0) d\kappa d\vartheta \quad (\text{III-9})$$

donde  $i'(\kappa, \vartheta, E_0)$  es la sección eficaz de emisión dada por la expresión siguiente:

$$i'(\kappa, \vartheta, E_0) = \frac{1}{(1+\vartheta^2)^2} \left\{ \frac{16\vartheta^2 \epsilon}{(1+\vartheta^2)^2} - (1+\epsilon^2) + \left[ 1+\epsilon^2 - \frac{4\vartheta^2 \epsilon}{(1+\vartheta^2)^2} \right] \ln M(\vartheta) \right\} \quad (\text{III-10})$$

siendo

$$\frac{1}{M(\vartheta)} = \left( \frac{\mu \kappa}{2E_0 \epsilon} \right)^2 + \left[ \frac{Z^{1/3}}{111(1+\vartheta^2)} \right]^2$$

Los símbolos tienen los siguientes significados:

$E_0$  - energía total del electrón incidente

$E$  - energía total del electrón dispersado

$\epsilon = E/E_0$  - energía del electrón dispersado normalizada a la energía del electrón incidente

$\kappa = 1 - \epsilon$  - energía del fotón normalizada a la energía del electrón incidente

$\mu$  - energía del electrón en reposo

$\mu/E_0$  - ángulo medio de emisión del electrón utilizado como unidad de ángulo

$\alpha$  - ángulo formado por las direcciones del electrón incidente y el fotón emitido, en radianes

$\vartheta = \frac{\alpha}{(\mu/E_0)}$  - ángulo reducido de emisión.

$\Omega = \pi \left( \frac{\mu}{E_0} \right)^2$  - ángulo sólido

Experimentalmente se mide la potencia radiada por "bremsstrahlung" en la dirección de avance, para  $\vartheta = 0$ . En el caso de un haz monoenergético de electrones incidentes con densidad  $n_{er}$ , y velocidad  $v_{er}$ , dicha potencia viene dada por:

$$P(\kappa, 0, E_0) = n_{er} v_{er} \frac{dI(\kappa, 0, E_0)}{dx} \quad (\text{III-11})$$

La sección eficaz integral de "bremsstrahlung" en todas las direcciones es igual a la expresión (III-10) integrada para todos los ángulos  $\vartheta$ :

$$i(\kappa, E_0) = \left( 1 + \epsilon^2 - \frac{2}{3} \epsilon \right) \times \left[ \ln M(0) + 1 - \frac{2}{b} \tan^{-1} b \right] + \epsilon \left[ \frac{2}{b^2} \ln(1 + b^2) + \frac{4(2 - b^2)}{3b^3} \tan^{-1} b - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right] \quad (\text{III-12})$$

siendo  $b = \left( \frac{2Z^{1/3}}{111\mu} \right) E_0 \epsilon / \kappa$

La intensidad de la radiación se escribe entonces como:

$$\frac{dI(\kappa, E_0)}{dx} = \frac{2n_e Z^2}{137} \left( \frac{e^2}{\mu} \right)^2 i(\kappa, E_0) d\kappa \quad (\text{III-13})$$

y la llamaremos "espectro integrado intrínseco".

Cuando no se trate de un haz monoenergético, para cada fotón entre  $\kappa$  y  $\kappa + d\kappa$  tendremos la potencia radiada definida por:

$$P(\kappa, 0) = \int_{\epsilon_c}^{+\infty} \frac{dI(\kappa, 0, \epsilon)}{dx} v_r f_r(\epsilon) d\epsilon \quad (\text{III-14})$$

siendo  $f(\epsilon)$  la función de distribución de energías de los electrones incidentes y  $\epsilon_c$  la energía crítica obtenida a partir de la fórmula (II-10).

Por abuso de lenguaje hablaremos de espectros de intensidad para referirnos a los espectros de potencia que obtengamos en el caso de las simulaciones numéricas. Sin embargo las mediciones las realizaremos durante intervalos de tiempo finitos de 4 ms, en consecuencia representaremos intensidades de radiación.

Reproducimos en la figura III-7 los espectros de bremsstrahlung dados por [53,54], para el espectro intrínseco integrado, para el espectro diferencial en la dirección de avance y para el valor corregido de este último cuando se considera la dispersión múltiple de un haz monoenergético de 30 MeV, en un blanco de plata de 0.127 mm de espesor.

Podemos ver que el espectro diferencial en la dirección de avance y el espectro corregido por dispersión múltiple son muy parecidos, en particular en la zona de baja energía. La dispersión múltiple tiene que ser considerada cuando el blanco de colisión no es un blanco fino. En efecto, en un blanco de espesor finito se producen, además de la radiación de frenado, otros fenómenos como pérdida de energía y absorción en el blanco, dispersiones múltiples o procesos de doble radiación. Estos fenómenos se pueden despreciar cuando el espesor del blanco es menor que 0.1 veces la longitud de onda de la radiación, o cuando el ángulo medio de dispersión es mucho menor que  $(\mu/E)^2$ . De la misma manera, un valor bajo de Z implica una dispersión menor y es equivalente a disminuir el espesor del blanco [54].

- ○ — Espectro intrínseco
- ● — Espectro diferencial para  $\vartheta = 0$
- ◆ — Espectro diferencial para  $\vartheta = 0$  corregido para dispersión múltiple

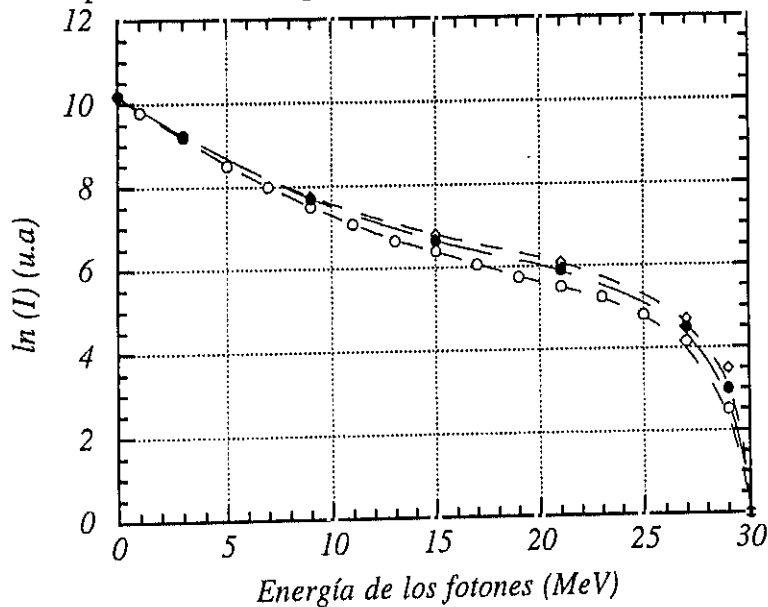


Figura III-7. Espectro de "bremsstrahlung" producido por un haz monoenergético de 30 MeV sobre un blanco de plata de 0.127 mm.

En el caso del TJ-I la radiación se puede producir por interacción con dos tipos de blanco muy distintos, como ya hemos señalado:

El propio plasma: Por su baja densidad con relación a la de los blancos sólidos, se puede considerar que cada electrón que interacciona con otra partícula es objeto de una sola dispersión, acompañada de la emisión de un fotón. En consecuencia, el blanco se comporta como fino.

Por otra parte, no podemos hablar de blanco en el sentido en el que se encuentra en la bibliografía dedicada a radiación X, ya que los electrones del "haz" se generan en el propio plasma y forman parte de él. Dicho haz no es monoenergético como hemos podido comprobar en la sección anterior y su apertura angular depende del radio de generación de los electrones acelerados,  $\rho_1$ , dado por Fussman [26] y que aparece en la fórmula (II-15). En consecuencia, consideraremos el conjunto de los electrones desacoplados como una suma de haces monoenergéticos, cada uno con un número N de electrones, fijado por la distribución energética obtenida en el punto anterior. Para estos electrones la dirección predominante es la opuesta a la corriente total del plasma ya que  $v_{\parallel} \gg v_{\perp}$ . Aplicaremos en consecuencia para calcular el espectro de intensidad la expresión (III-14) correspondiente al espectro diferencial en la dirección de avance.

Como número atómico del medio adoptaremos el valor  $Z_{\text{eff}}$ . La interacción electrón-electrón es comparable a la dispersión con un ion de  $Z=1$ , si la energía del electrón es muy grande (relativista). En este caso, Knoepfel [49] señala que la dependencia de la sección eficaz de bremsstrahlung con  $Z^2$  puede ser substituida por una dependencia en  $Z(Z+1)$ , y para energías intermedias entre 0.3 y 10 MeV, por  $Z(Z+0.6)$ .

La pared de la cámara: El espesor de transición de blanco fino a intermedio es  $t=2.5 \mu\text{m}$  [51], para el acero inoxidable. Por lo tanto la cámara de 10 mm de espesor correspondería a un blanco grueso. Sin embargo, el considerar el blanco como grueso sólo afecta al espectro de intensidad en las contribuciones de baja energía, ya que para energías tales que  $\kappa/T_0 \geq 0.6$  ( $T_0 = E_0 - mc^2$ ) la dirección preferente de emisión es la misma que para un blanco fino [49]. Por lo tanto, seguirá siendo válida la aproximación que considera el espectro diferencial en la dirección de avance en vez del espectro corregido para dispersión múltiple.

El valor de Z que utilizaremos en este caso es el del número atómico del hierro,  $Z=26$ .

Las medidas de radiación X dura realizadas en algunos tokamaks confirman este hecho [13], ya que para electrones de bajas energías (por debajo de 50 keV), el efecto de blanco grueso produce una radiación isótropa de fotones. Si la energía de los electrones aumenta, la radiación se hace cada vez más frontal y el lóbulo de emisión se estrecha. Estos cálculos fueron realizados por Elwert y Haug [55] para distintos materiales y energías incidentes y aplicados por Stevens y otros al tokamak PLT [11] para utilizarlos en el análisis de los espectros de rayos X detectados en distintas posiciones angulares [13]. Los conos de emisión para electrones medianamente relativistas (10 - 500 keV) se representan en la figura III-8 según aparecen en [13].

La transmisión de los fotones al pasar por el acero de la cámara no se tiene en cuenta en el cálculo del espectro teórico, pero se ha considerado a la hora de corregir el espectro experimental y comparar ambos espectros, tal y como se ha expuesto en el apartado 2 del primer capítulo.

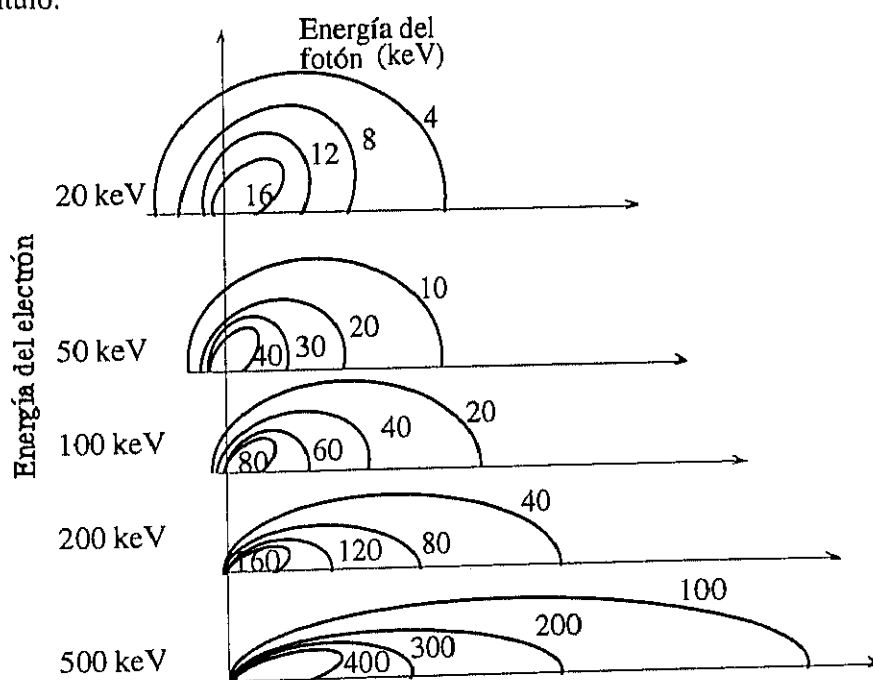


Figura III-8. Conos de emisión para electrones medianamente relativistas (10 -500 keV) [13]. Los electrones inciden de izquierda a derecha. La distancia del origen a la curva es proporcional a la potencia radiada por estereorradiación y por fotón.

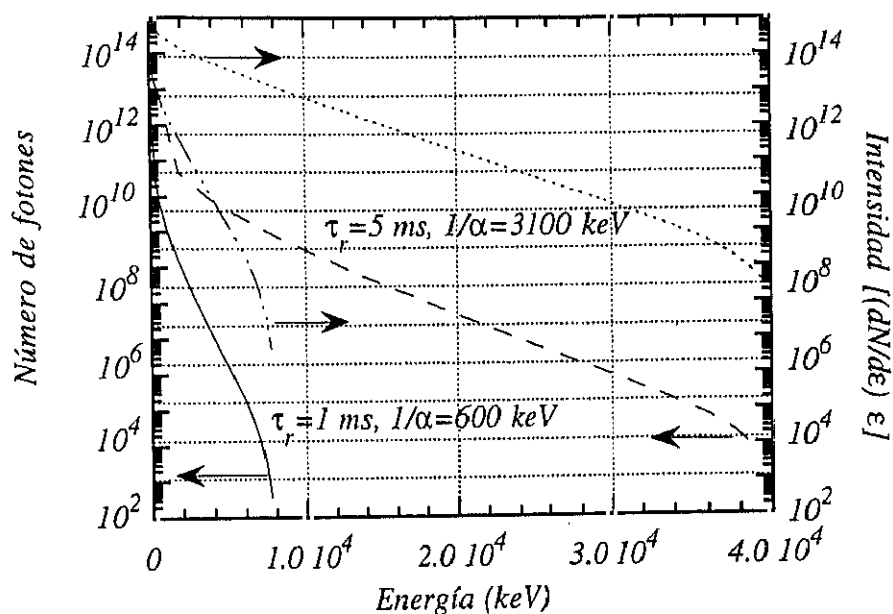


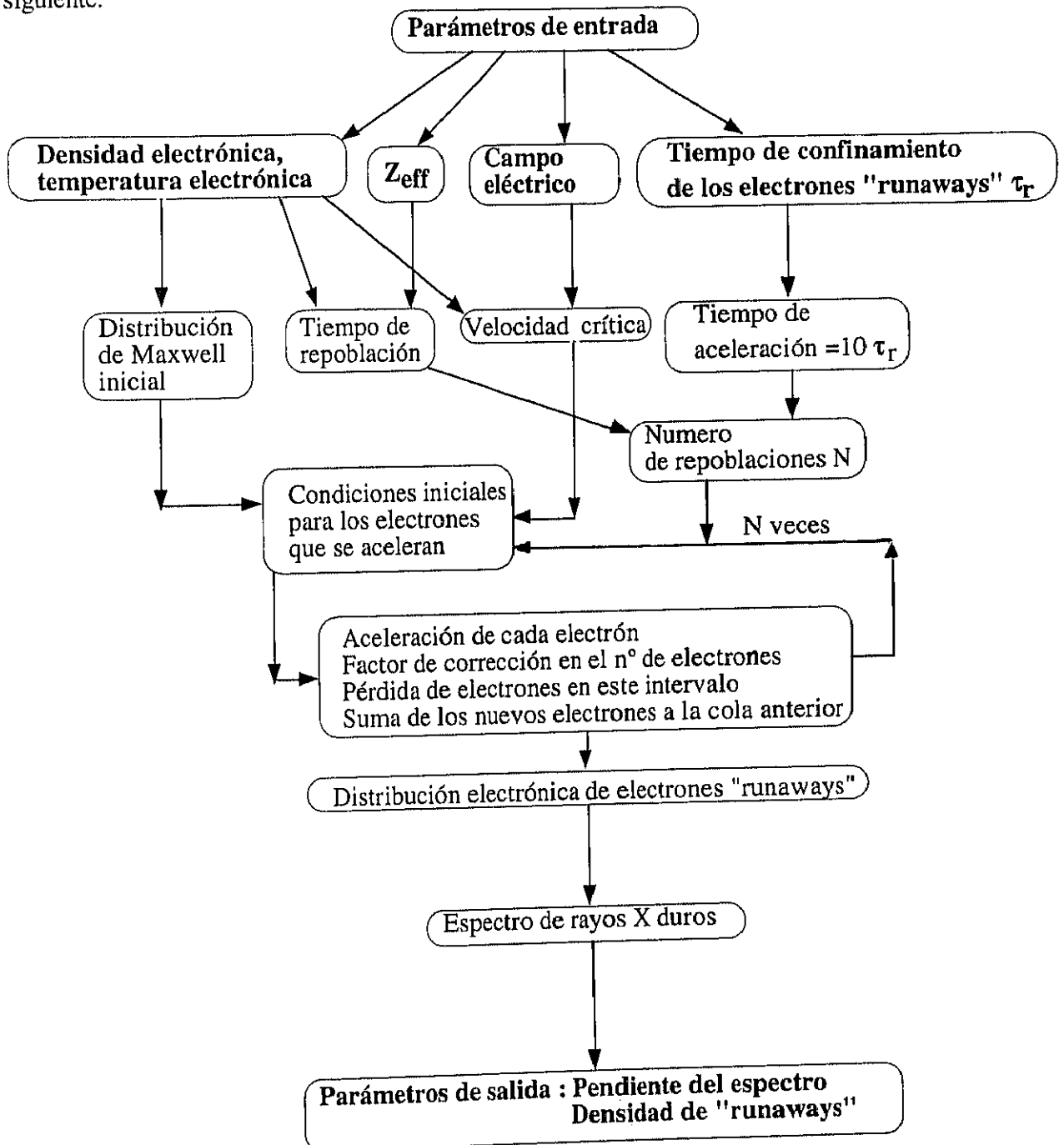
Figura III-9. Espectros simulados correspondientes a las distribuciones de la figura III-6. Se indican los valores de las pendientes

Aplicando el cálculo del espectro diferencial en la dirección frontal de radiación para las funciones de distribución de electrones definidas en el apartado anterior y mostradas en la figura III-6, obtenemos los espectros, representados en la figura III-9, simulados para electrones incidentes en el rango de energías desde  $\epsilon_c$  hasta  $\epsilon_{\max}$ , siendo  $\epsilon_{\max}$  la energía máxima alcanzada al cabo de  $10 \tau_r$ .

Notaremos en la figura III-9 que la forma de estos espectros es parecida a la de los espectros monoenergéticos, debido a la formación de una cola supratérmica como suma de muchas gaussianas, y que su pendiente será considerada como el valor promedio de la energía de los electrones desacoplados. Por similitud con los espectros de rayos X blandos, llamamos "temperatura" al valor de la inversa de la pendiente obtenida, que anotamos como  $\epsilon_r = 1/\alpha$ . Esta será también la magnitud física que obtendremos experimentalmente.

### III.4- ALGORITMO DE SIMULACION

El código numérico desarrollado para simular el espectro de radiación de frenado calcula la inversa de la pendiente del espectro de "bremsstrahlung"  $\epsilon_r$  a partir de los parámetros de entrada que son la densidad electrónica  $n_e$ , la temperatura electrónica  $T_e$ ,  $Z_{\text{eff}}$ , el campo eléctrico  $\vec{E}$  inducido y el tiempo de confinamiento  $\tau_r$ . Los pasos del algoritmo se resumen en el esquema siguiente:





Dichos parámetros definen la distribución electrónica  $f(\epsilon)$ , la velocidad crítica  $v_c$ , el tiempo de repoblación  $\tau_{rep}$  y el tiempo de aceleración  $t$  y el número de repoblaciones  $N$ , siendo  $N = t / \tau_{rep}$ . Se utiliza el esquema numérico descrito en el primer apartado de este capítulo, aplicado a cada electrón con velocidad superior a la velocidad crítica en cada repoblación. Se establece de esta manera la distribución de la componente supratermica de la función de distribución teniendo en cuenta las pérdidas que se producen según la definición de  $\tau_r$  dada en el apartado II-2 y representada en las figuras III-5 y III-6. Una vez definida  $f(\epsilon)$ , se calcula el espectro de intensidad de rayos X duros a partir de la fórmula (III-14). Se deduce el valor de la pendiente  $\epsilon_r$  por un ajuste por mínimos cuadrados a una exponencial.

Los datos de entrada se han seleccionado para cubrir el rango de variación de los parámetros del TJ-I. El tiempo de CPU invertido, en un ordenador VAX-6410, ha sido aproximadamente de una hora por descarga simulada.

### III.5- RESULTADOS DE LA SIMULACION

#### Ley de escala

Para cada tipo de descarga del TJ-I, podríamos establecer la dependencia de  $\epsilon_r=1/\alpha$ , en función del tiempo de confinamiento. Sin embargo, esto exigiría varias horas de cálculo en cada caso. Para evitar esto hemos deducido una ley estadística para  $\epsilon_r$ , a partir de los resultados de 100 descargas simuladas, cuyos parámetros de entrada varían dentro de los intervalos siguientes:

$$n_e \in [10^{12}, 1.5 \times 10^{13}] \text{ cm}^{-3}$$

$$T_e \in [0.2, 0.7] \text{ keV}$$

$$Z_{\text{eff}} \in [1, 6]$$

$$V_p \in [2, 6] \text{ V}$$

$$\tau_r \in [0.1, 10] \text{ ms}$$

Ajustando el resultado de las simulaciones, la pendiente de los espectros de intensidad,  $\epsilon_r$ , a un producto de potencias de los parámetros de entrada se deduce la siguiente ley de escala:

$$\epsilon_r = \left( T_e^{-0.07 + 0.01} Z_{\text{eff}}^{-0.02 \pm 0.01} \right) n_e^{+0.160 \pm 0.001} V_p^{+1.04 \pm 0.01} t_r^{+1.1 \pm 0.01} \quad (\text{III-15})$$

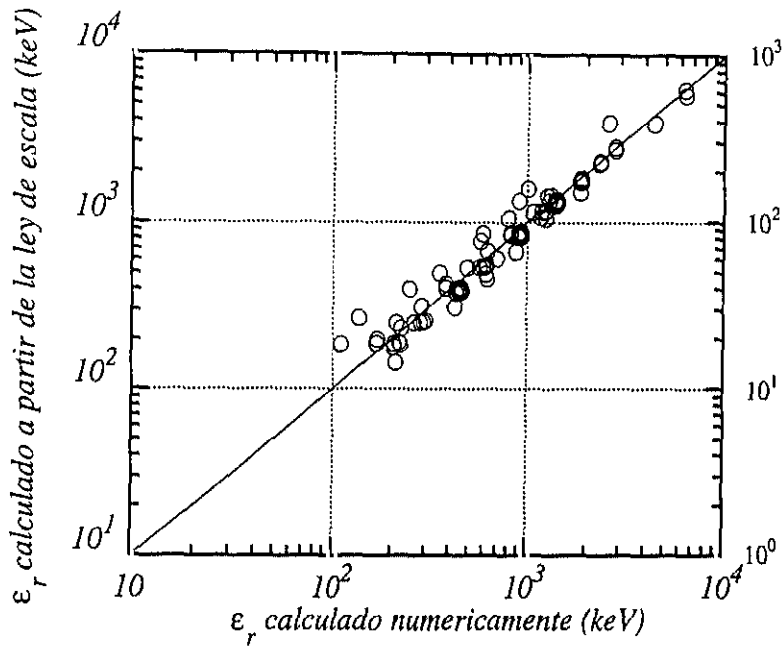
La pendiente obtenida es prácticamente independiente de las condiciones del plasma: (figura III-10), y sólo depende del campo eléctrico y del tiempo de confinamiento.

El modelo de libre aceleración de un electrón en un campo eléctrico [29], no tiene en cuenta las condiciones del plasma y se obtiene a partir de la resolución de la ecuación (III-1), considerando las colisiones nulas. El resultado nos da la energía del electrón  $T$ , cuya magnitud es función del tiempo de aceleración y de la tensión por vuelta  $V_L$ .

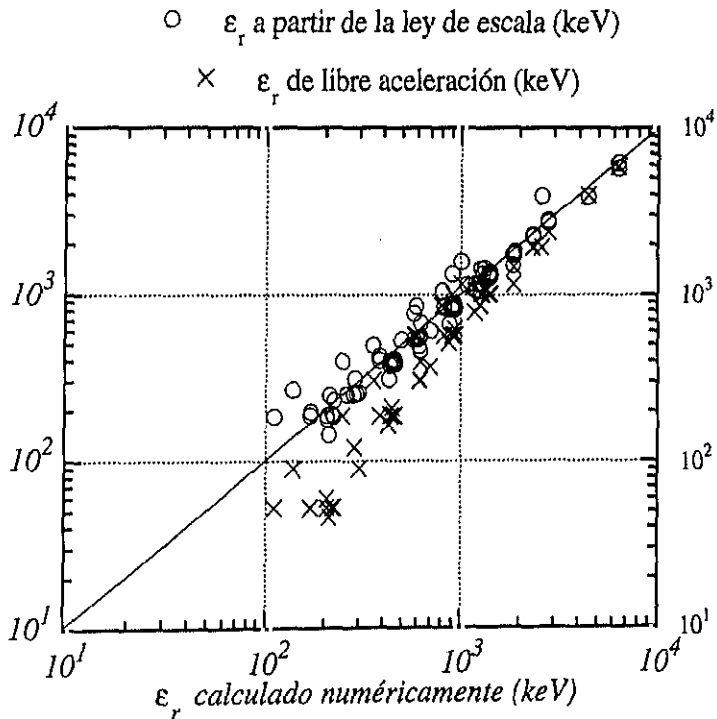
$$T = mc^2 \left( \sqrt{1 + \left( \frac{e}{mc} A_\phi \right)^2} - 1 \right) \quad , \text{ donde } \quad A_\phi = \int_{t_0}^t \frac{V_L(t)}{2\pi R_0} dt - F(t) \quad (\text{III-16})$$

siendo  $F(t)$  un término de corrección de la autoinducción del plasma, despreciable en la meseta de la descarga del tokamak ( $I_p = \text{cte}$ ), y que hay que considerar en la subida y bajada de la

corriente (ver apéndice I). En todas nuestras simulaciones  $V_L=V_p$ , puesto que consideramos la parte estable de la descarga.



**Figura III-10.** Ajuste de los datos teóricos con la ley de escala obtenida. El término entre paréntesis en (III-15) es casi constante y aproximadamente igual a 100.



**Figura III-11.** Comparación de la ley de escala (III-15) con el resultado de la libre aceleración.

Para comparar con los resultados de la simulación, sustituimos  $t-t_0$  por  $\tau_r$ . En la figura III-11 vemos los dos ajustes (libre aceleración y nuestra ley de escala) para los datos de la simulación. Para valores bajos de la energía, el modelo de libre aceleración se queda por debajo de los resultados numéricos, y cuando aumenta la energía los valores se aproximan, puesto que el efecto de las colisiones va desapareciendo.

El modelo de deriva para el TJ-I, considerando que los ritmos de producción vienen dados por la fórmula (II-12) y para plasmas con perfiles como los de las figuras II-2 y II-3, da un valor medio de la energía de los "runaways" del orden de 4 MeV, una fracción global de los "runaways" del 2% y un tiempo de confinamiento para esta energía de 7 ms. La corriente debida a estos electrones sería de 720 kA [45]. De ser así, esta corriente destruiría la configuración magnética y como veremos en el capítulo siguiente estos valores se apartan considerablemente de los resultados experimentales, con lo cual, el mecanismo de pérdidas por deriva no justifica el comportamiento de nuestros electrones desacoplados.

En conclusión mediante la simulación descrita en este capítulo, hemos relacionado la inversa de la pendiente del espectro de intensidad de la radiación de frenado de los electrones desacoplados,  $\varepsilon_r=1/\alpha$ , con el tiempo de confinamiento de estos electrones  $\tau_r$ .  $1/\alpha$  es una magnitud que podemos determinar experimentalmente, como veremos en el capítulo V, así como los parámetros del plasma de los que depende según la expresión (III-15).

Utilizaremos la relación inversa para determinar  $\tau_r$ :

$$\tau_r = C_{pl} n_e^{-0.14} \varepsilon_r^{0.91} V_p^{-0.94} \quad (\text{III-17})$$

donde el producto  $C_{pl} n_e^{-0.14}$  es aproximadamente constante en el TJ-I y se expresa como:

$$C_{pl} = n_e^{-0.14} (T_e^{-0.07} Z_{\text{eff}}^{0.02})^{-0.91} \sim n_e^{-0.14} \sim 10^{-2}.$$

### III.6- COEFICIENTE DE DIFUSION

En el modelo unidimensional aquí expuesto, la física de la difusión radial se incluye en el tiempo de confinamiento de los electrones desacoplados,  $\tau_r$ . Estudiamos a continuación la relación entre el coeficiente de difusión de estos electrones,  $D_r$ , y  $\tau_r$ .

La distribución radial de electrones desacoplados en el plasma de un tokamak no puede considerarse constante ya que depende de magnitudes, como la densidad y temperatura electrónicas, o del grado de contaminación del plasma, que presentan marcados gradientes.

La existencia de un perfil radial de electrones desacoplados da origen a un proceso de difusión de los mismos. La ecuación de difusión viene dada por:

$$\frac{\partial n_r(r,t)}{\partial t} = \nabla(D_r \nabla n_r(r,t)) + S(r,t) \quad (\text{III-18})$$

donde se supone que  $D_r$  no depende ni del radio menor ni del tiempo y  $n_r$  es la densidad de electrones desacoplados.

El término fuente puede expresarse como:

$$\int S(r)dV = \frac{\int n_r(r)dV}{\tau_r},$$

en estado estacionario (III-18) se reduce a:

$$S(r) = -\nabla(D_r \nabla n_r(r)) = -\nabla \Gamma_r(r)$$

donde  $\Gamma_r(r) = -D_r \nabla n_r(r)$  es el flujo transversal de electrones desacoplados en función del radio  $r$ .

En consecuencia, el tiempo de confinamiento medido a partir de la radiación de frenado en la pared del TJ-I viene dado por la siguiente expresión

$$\tau_r = \frac{\int n_r(r)dV}{-\int \nabla(D_r \nabla n_r(r))dV} = -\frac{\int_0^a n_r(r)rdr}{D_r \int_s \Gamma_r(a)dS} \quad (\text{III-19})$$

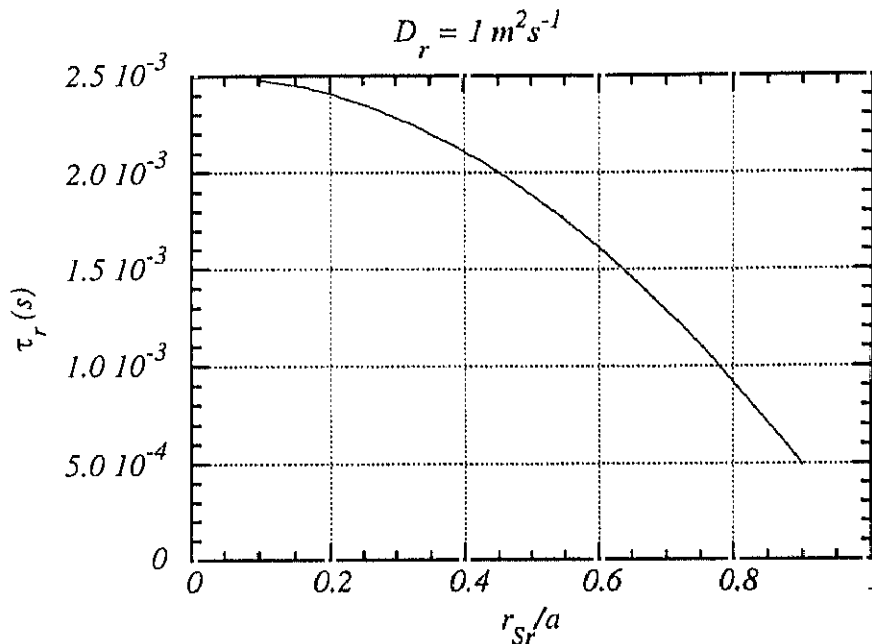
donde se ha impuesto  $D_r$  constante.

La simulación de  $\tau_r$  para diferentes posiciones del radio de máximo ritmo de generación,  $r_{S_r}$ , se ilustra en la figura III-12. A partir de esta figura se establece la siguiente relación entre  $\tau_r$  en función de este radio:

$$\tau_r = \frac{1}{D_r} \Phi(r_{s_r}/a)$$

La función  $\Phi$ , se ajusta perfectamente a la función  $\frac{a^2}{4} \left(1 - (r_{s_r}/a)^2\right)$ , con todas las magnitudes expresadas en el sistema internacional. Obtenemos así la siguiente relación entre el tiempo de confinamiento  $\tau_r$ , medido a partir de la pendiente del espectro de intensidad de los rayos X y el coeficiente de difusión de los electrones "runaways"  $D_r$ :

$$\tau_r = \frac{a^2}{4D_r} \left(1 - (r_{s_r}/a)^2\right) \quad (\text{III-20})$$



**Figura III-12.** Tiempo de confinamiento de los electrones "runaways"  $\tau_r$ , como función del radio de máxima generación  $r_{s_r}$ , normalizado al valor del radio menor.

Como suponemos que  $D_r$  es constante con el radio,  $\tau_r$  será mayor cuanto más cerca del eje del plasma se encuentre el máximo del ritmo de producción. En consecuencia  $\tau_r$  dependerá de los perfiles característicos del plasma. En el TJ-I, donde  $r_{s_r}/a \approx 0.5$ , utilizaremos como fórmula práctica para el análisis de los resultados:

$$\tau_r = \frac{a^2}{5.3D_r} \quad (\text{III-21})$$

En conclusión, para cada valor de  $\tau_r$  podremos deducir el coeficiente de difusión,  $D_r$ , correspondiente.

**IV DIENTES DE SIERRA  
EN EL FLUJO DE LOS RAYOS X DUROS.**

En el primer capítulo hemos visto que, además de medir su espectro de energías, se puede ver la evolución temporal del flujo de los rayos X duros. Para explicar el comportamiento de flujo a lo largo de la descarga se exponen aquí algunas teorías desarrolladas anteriormente por otros autores, y se describe un modelo sencillo para analizar las fluctuaciones de este flujo en forma de dientes de sierra, como las que aparecen en la figura IV-1.

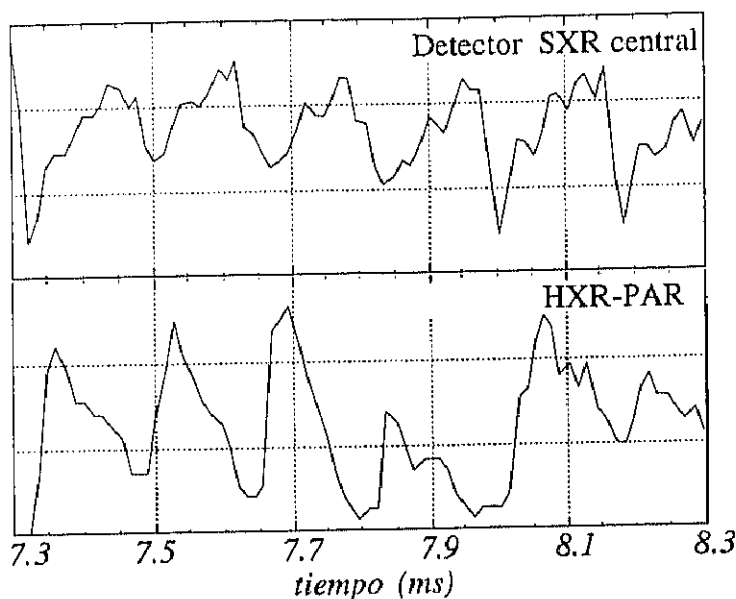


Figura IV-1. Dientes de sierra en los flujos de rayos X blandos (SXR) y duros (HXR) en el tokamak TJ-I.

El flujo que se mide en modo corriente con el detector de NaI(Tl) se expresa de la siguiente manera:

$$\Gamma(t) = \int_0^{\infty} R_A(k) \epsilon_{\text{int}}(k) \eta(k) I_S(k, t) dk \quad (\text{IV-1})$$

de  $I_S(k, t) = \frac{dN}{dt dk}$  es la distribución espectral de la intensidad de rayos X, o sea el número de fotones por unidad de tiempo cuya energía está comprendida entre  $k$  y  $k+dk$ .  $\epsilon_{\text{int}}(k)$  es la eficiencia intrínseca del detector,  $R_A(k)$  es la absorción debida a algún filtro atenuador y  $\eta(k)$  es la eficiencia cuántica. El producto  $R_A(k) \epsilon_{\text{int}}(k)$ , define la ventana de sensibilidad del detector



[49]. Distintas combinaciones de  $R_A(k)$  y  $\epsilon_{int}(k)$  permitirían escoger distintas zonas energéticas y obtener de esta manera resolución en energías [56, 57].

La existencia de oscilaciones en forma de dientes de sierra en la radiación X blanda, ha sido comprobada en tokamaks de todos los tamaños. Se han observado además en la emisión electrón ciclotrón, en la emisión de neutrones y en la densidad electrónica [59]. En el TJ-I, los tres conjuntos de detectores descritos en el capítulo I han permitido hacer un amplio estudio sobre la propagación del pulso de calor y de densidad que dichas oscilaciones originan [59].

Un fenómeno más raramente descrito es el de los dientes de sierra en la radiación X dura. Se supone que los electrones "runaways" se difunden radialmente desde una zona próxima al radio de inversión (que se definirá más adelante) hasta la pared. Por primera vez se habla de relajación del flujo de rayos X duros en el TFR [60], sin relacionarla con los dientes de sierra en los rayos X blandos, ya que se trataba de medidas a baja densidad en las que no se midió el flujo de esta radiación de energía más baja. Posteriormente también se observaron simultáneamente dientes de sierra en los rayos X blandos (SXR) y rayos X duros (HXR) [61]. La relación entre SXR y HXR aparece por primera vez descrita con detalle en los tokamaks Pulsator y PLT [62, 63] y se indica el desfase temporal entre la señal central de rayos X blandos y el flujo de rayos X duros medidos en la pared. Más recientemente Catto y Myra [64] simulan los pulsos de SXR y HXR observados simultáneamente en el TEXT.

La generación de los dientes de sierra se puede explicar de forma sencilla como la hace Kadomtsev [65]: Si el factor de seguridad en el centro del plasma,  $q(0)$ , es inferior a 1, aparece una inestabilidad helicoidal de tipo magnetohidrodinámico cuyos modos, poloidal y toroidal son respectivamente  $m=1$  y  $n=1$ . Esta inestabilidad se localiza en la zona radial dentro de la cual  $q$  es inferior a la unidad. La componente poloidal equivalente del campo magnético:

$$B^* = B_p(1-q)$$

tiene entonces signo opuesto a un lado y otro de la superficie  $q=1$  (figura IV-2-a), lo que, debido al valor finito de la resistividad del plasma, cuando la superficie interna a  $q=1$  toca la

externa, lleva a una reconexión de las líneas de campo (figura IV-2 b, c, d). Este proceso de a) a d) se conoce como una disrupción interna.

La evolución temporal de los perfiles radiales de  $T_e$  y  $q$  se representan en la figura IV-3 y la evolución radial de la señales de flujo de rayos X blandos con dientes de sierra, en la figura IV-4:

1) Sin esta disrupción el perfil de temperatura sería suave, por ejemplo parabólico. Igual ocurriría con el del factor de seguridad, que es igual a 1 para el radio que llamamos  $r_i$ , radio de inversión. En la figura IV-3, reproducida de [23], estaríamos en la posición correspondiente a  $t_4$  de la figura IV-4.

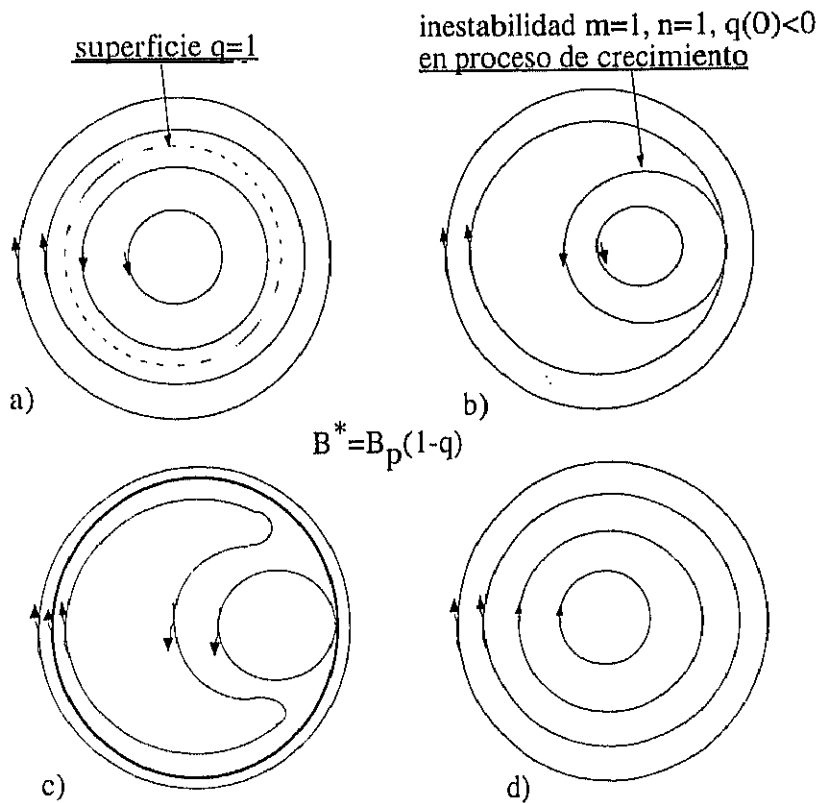


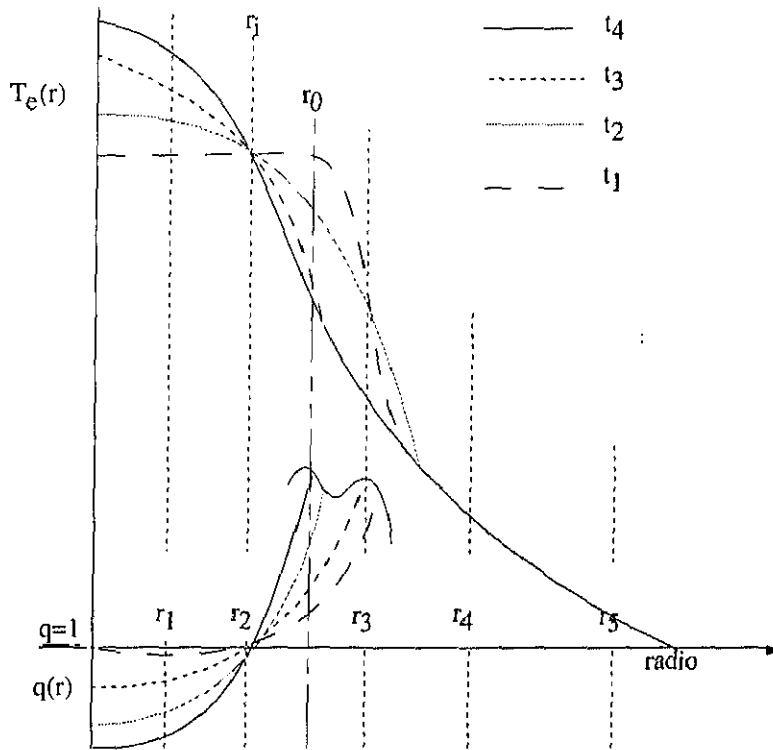
Figura IV-2. Líneas de campo poloidal equivalente a) Inicio de la inestabilidad b) Las superficies interna y externa se tocan, c) Momento de la reconexión, d) Después de la reconexión.

2) La disrupción es un proceso rápido, en el que crece la inestabilidad hasta la reconexión y el perfil de  $q$  se aplanan, siendo  $q=1$  en toda la zona interior a  $r_i$ . En la zona donde  $r < r_i$  ha disminuido la temperatura y ha aumentado entre  $r_i$  y  $r_0$ : El perfil de temperatura se aplanan hasta  $r_0$ . En consecuencia, el centro se enfría por difusión del calor hacia valores de la región exterior a  $r_0$ ,  $r > r_0$ . Estamos ahora en la posición  $t_1$  de la figura IV-4.

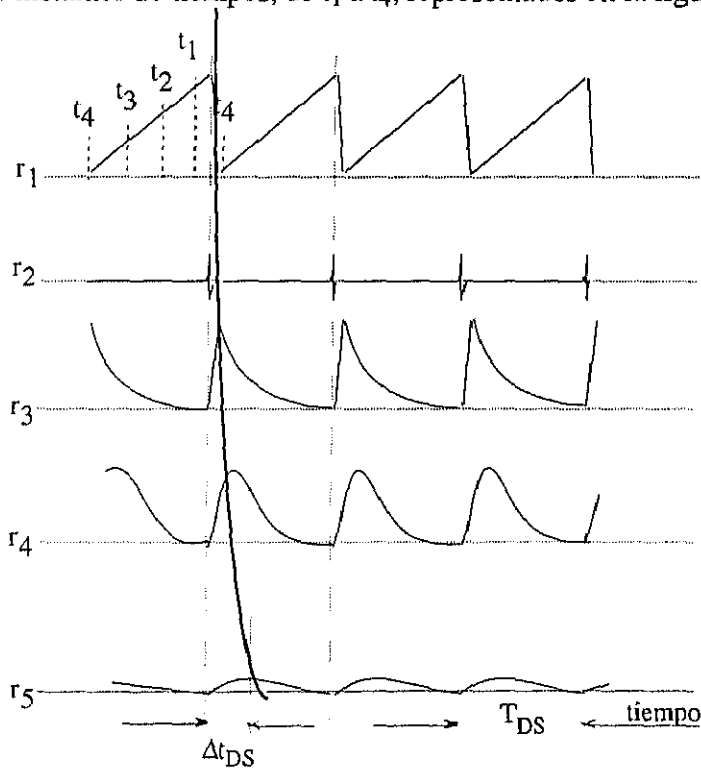
3) Empieza entonces un proceso más lento en el que se va a volver a calentar el centro del plasma, que se ilustra con los instantes  $t_2$ ,  $t_3$ , y  $t_4$  en la figura IV-4. La subida de la temperatura produce una disminución de la resistividad del plasma que dará lugar a un aumento de la corriente y en consecuencia a una nueva caída del valor del factor de seguridad por debajo de 1.

La escala temporal que corresponde a la evolución de la ecuación de la difusión magnética es más lenta que la que rige la difusión del pulso de calor. Esta situación dará de nuevo lugar al crecimiento de la inestabilidad  $m=1$ ,  $n=1$  y el proceso se repetirá con una nueva disrupción interna.

La figura IV-4 esquematiza las trazas correspondientes a las señales generadas en cinco detectores de SXR cuyas cuerdas de visión tienen como parámetro de impacto los radios  $r_1$  a  $r_5$  indicados en la figura IV-3. Definimos como radio de inversión el radio donde la señal de los dientes de sierra se invierte. Los tiempos señalados en la cuerda  $r_1$  corresponden a la evolución temporal de los perfiles en la figura IV-3.  $\Delta t_{DS}$  es el tiempo de difusión del pulso desde el momento de la disrupción interna hasta alcanzar la pared, también llamado retraso del pulso de calor.  $T_{DS}$  es el periodo del diente de sierra.



**Figura IV-3.** Perfiles radiales de temperatura,  $T_e(r)$ , y del factor de seguridad,  $q(r)$ , para los 4 instantes de tiempos, de  $t_1$  a  $t_4$ , representados en la figura IV-4.



**Figura IV-4.** Esquema de la evolución radial de un diente de sierra en las señales de SXR.

Experimentalmente se observa, como en la figura IV-1, que el flujo de rayos X duros medido en la pared está invertido con relación al flujo central de rayos X blandos. Independientemente de la causa que hace variar la densidad de los "runaways", a partir de la observación simultánea del flujo de rayos X duros y de la propagación radial de la perturbación en la emisión de rayos X blandos, se puede deducir que los electrones desacoplados se difunden desde el centro hacia fuera de una forma similar a esta última. En este trabajo utilizaremos un modelo sencillo para describir esta difusión. Este modelo es el mismo que utilizan Soler y Callen [23] para el pulso de calor, pero consideraremos el flujo de los electrones acelerados "runaways" en vez del flujo de calor. Por similitud con los rayos X blandos,  $\Delta t_r$  es el tiempo de difusión de los electrones rápidos desde el radio de inversión, deducido a partir de las señales de SXR, hasta la pared del tokamak de radio "a".

Para un medio de propagación con un radio "a" y con un coeficiente de difusión para los electrones desacoplados,  $D_r$ , el retraso del pulso puede escribirse como:

$$\Delta t_r = a^2 / CD_r, \quad (IV-2)$$

siendo C un factor que da cuenta de la geometría y de las características del pulso. Para un pulso único en coordenadas cilíndricas  $C=4$ . Para un pulso dipolar como el simulado por Soler y Callen  $C=12$ . Pero, en general, C depende de la posición del radio de inversión del pulso dipolar inicial según la relación dada por Fredrickson [66]:

$$C = \frac{(r - r_i)^2}{6 + (r - r_i)^2 / \pi r_i}, \quad (IV-3)$$

donde r es el radio del plasma y  $r_i$  el radio de inversión. Se representa C en la figura IV-5 como una función del radio de inversión. Para el TJ-I, los valores de  $r_i/a$  son inferiores a 0.5, en consecuencia tomaremos  $C \approx 15$ . Notemos que  $r_i$  depende del valor del campo magnético toroidal, de tal manera que C variará con  $B_T$ , pero, como veremos en los resultados experimentales, seguirá siendo aproximadamente 15, en todos los casos objeto de estudio.

Obtenemos así una nueva expresión para el coeficiente de difusión de los electrones "runaways" relacionado con el retraso  $\Delta t_r$  definido más arriba:

$$D_r = \frac{a^2}{15\Delta t_r} \quad (\text{IV-4})$$

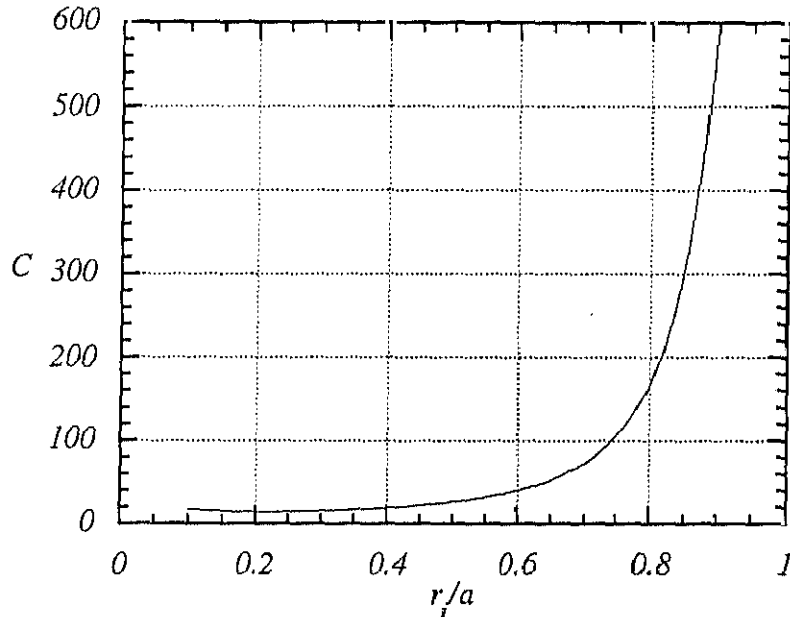


Figura IV-5. Coeficiente de Fredrickson,  $C$ , en función del radio de inversión [66].

En conclusión podemos decir que tenemos otro método para calcular el coeficiente de difusión de los electrones desacoplados  $D_r$ , que compararemos con la expresión (III-21) obtenida utilizando el tiempo de confinamiento deducido a partir de los espectros de rayos X duros. Aplicaremos estas expresiones a nuestros resultados experimentales en el siguiente capítulo.

## V RESULTADOS

Se presentan en este capítulo los resultados obtenidos en el tokamak TJ-I para el confinamiento de electrones desacoplados, utilizando los dispositivos descritos en el capítulo I y las técnicas de análisis deducidas en los capítulos III y IV.

Empezaremos la exposición de los resultados con una descripción general del comportamiento del flujo de rayos X duros en el TJ-I. A continuación describiremos los resultados de los espectros de intensidad obtenidos en análisis de amplitud de impulso y, finalmente, los obtenidos a partir del flujo de radiación X dura en descargas con dientes de sierra.

### **V.1- FENOMENOLOGIA DE RAYOS X DUROS EN EL TJ-I.**

De forma general la evolución de las emisiones de rayos X duros en el TJ-I presenta tres fases bien marcadas a lo largo de la descarga. La primera fase coincide con la fase de generación y de estabilización del plasma y dura aproximadamente 6 ms. No se detectan durante esta fase rayos X duros en ninguno de los monitores de flujo, ni fotones en el de análisis de amplitud de impulsos, a pesar del valor elevado de la tensión por vuelta durante el primer milisegundo. Este hecho se explica por la coincidencia de varios factores relacionados con la fase de penetración de la corriente en el plasma, que ocurre en los 3 primeros milisegundos de la descarga.

El campo eléctrico paralelo no es suficientemente alto para la densidad electrónica, que en el inicio de la descarga tiene un valor alto,  $n_e \sim 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , debido a que en el TJ-I las descargas se inician con una presión elevada, del orden de  $3 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ . La temperatura electrónica es baja ( $T_e \sim 30 \text{ eV}$ ), al tratarse de un gas en fase de ionización. Estas condiciones corresponden a los tres primeros milisegundos de la figura V-1.

En estas condiciones la energía crítica de los electrones que se pueden desacoplar de la distribución supuestamente maxwelliana es del orden de 200 eV, y el ritmo de producción de electrones "runaways", aunque no es despreciable, es 5 órdenes de magnitud inferior al del



máximo de corriente. Al no haber radiación de frenado por encima de 50 keV (energía mínima que pueden detectar los centelleadores NaI(Tl)), podemos decir que el confinamiento de estos electrones durante esta fase, calculado por la fórmula (III-17) para estas condiciones del plasma y una energía superior a 50 keV, no supera 0.1ms.

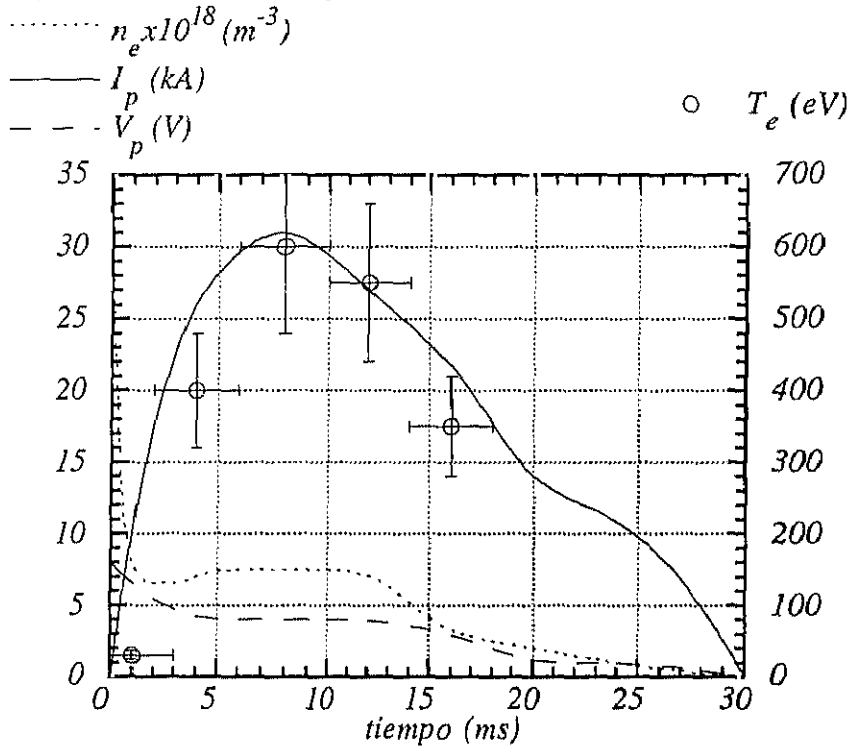


Figura V-1. Variación de la densidad de corriente, de la tensión por vuelta del plasma y de la temperatura (sin corrección de la componente supratérmica) a lo largo de una descarga.

Durante los tres milisegundos finales de esta primera fase, el perfil de temperatura electrónica es hueco [8] y la densidad decae de forma exponencial, siendo el campo eléctrico ya constante, como se puede ver en la traza de la tensión del plasma,  $V_p$ , de la figura V-1. En este momento empieza la generación de electrones "runaways" con energías críticas todavía bajas (figura V-2 a y b) en la parte más externa del plasma como se ilustra en la figura V-3. La falta de señal en los detectores de rayos X duros, sigue estando plenamente justificada por dos razones: los "runaways" más externos ( $r/a \sim 0.8$ ) alcanzan la pared inmediatamente, sin superar el umbral de 50 keV necesario para ser detectados, y los más internos ( $r/a \sim 0.4$ ), con un ritmo de producción 2.5 veces mayor que los externos, debido a su mal confinamiento tampoco lo

superan. Los electrones centrales que logren superar los 50 keV aparecerán en la segunda fase que a continuación se describe.

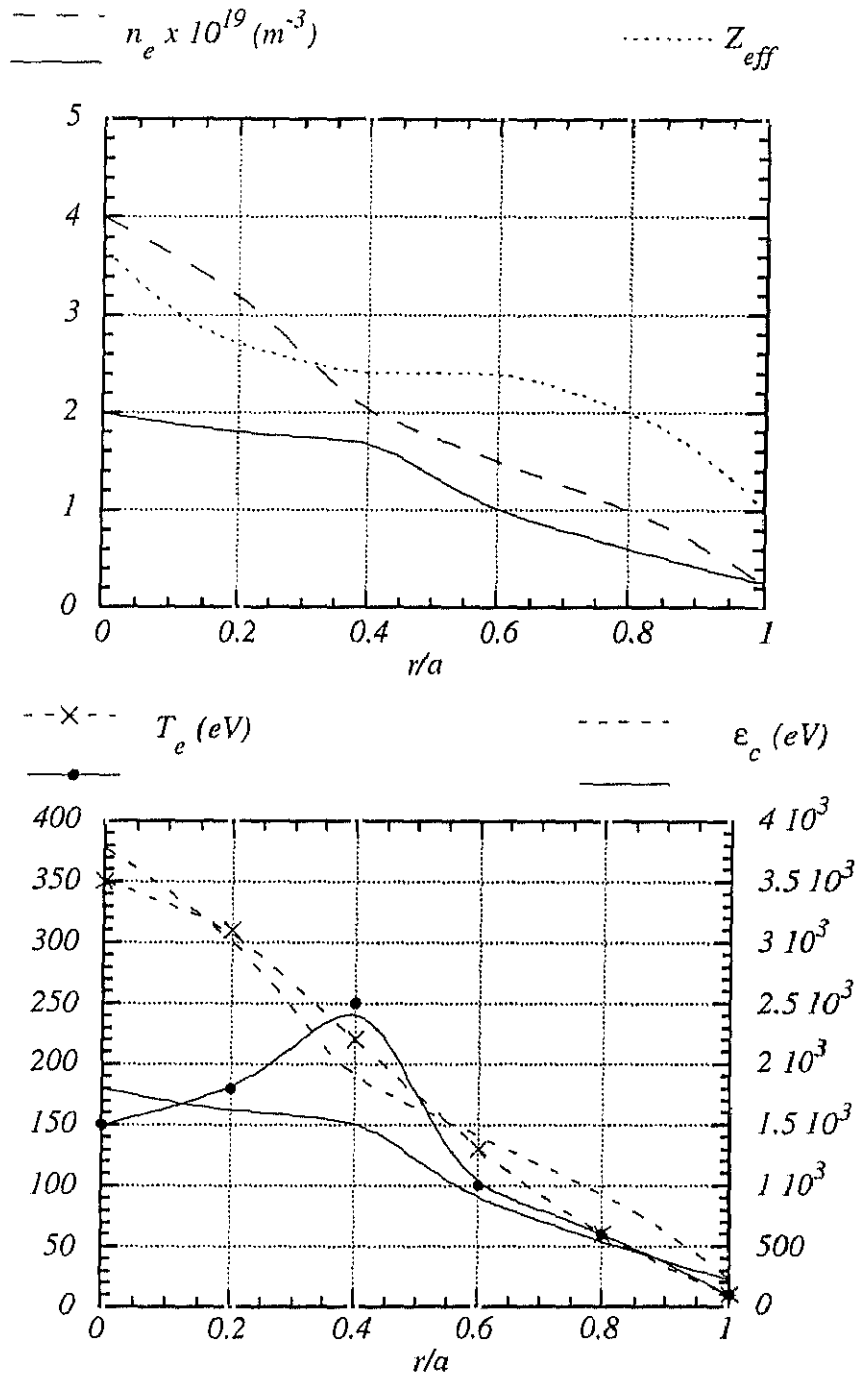


Figura V-2a) y b). Perfiles de temperatura electrónica y densidad en dos momentos de la descarga. Las líneas continuas corresponden a la segunda fase del inicio de la descarga y las líneas punteadas a la meseta de la corriente. También se representa el perfil para la energía crítica en cada caso. Se ha considerado que el perfil de  $Z_{eff}$  permanece invariable con el tiempo.

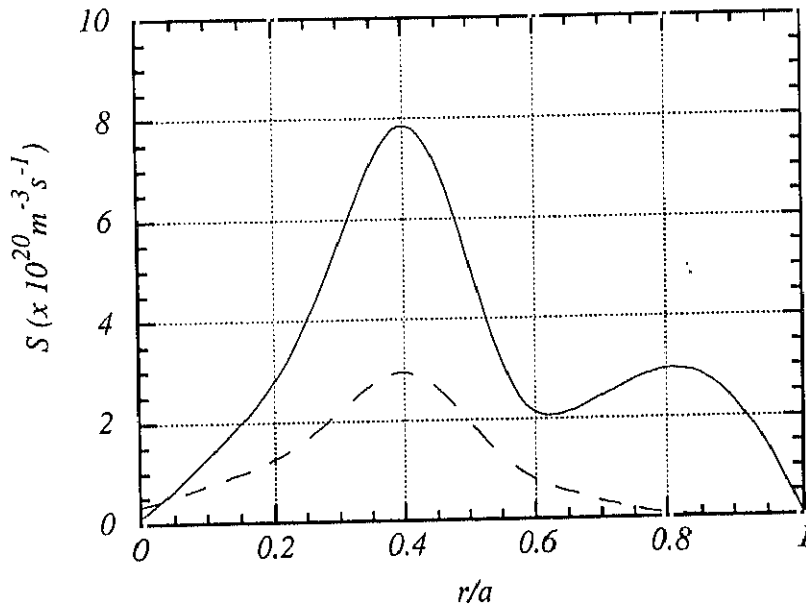
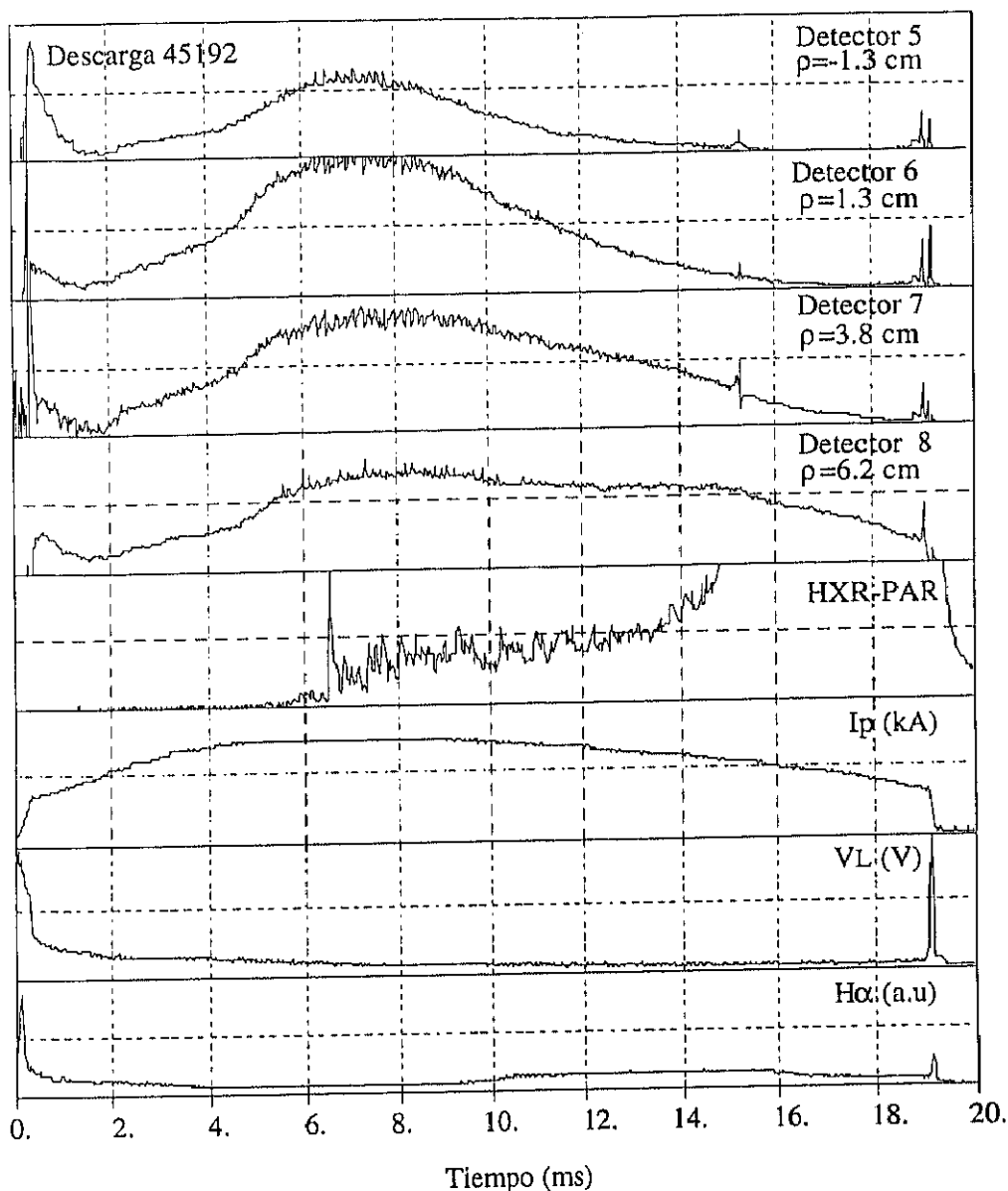


Figura V-3. Ritmos de producción para los perfiles simulados en las figuras V-2 a y b.

La segunda fase corresponde a la zona de máxima corriente  $I_p$ , que dura desde  $t \sim 6$  ms hasta  $t \sim 12-14$  ms, dependiendo de la duración de la ventana de inyección de gas. Esta fase coincide con una generación continuada, una aceleración constante y pérdidas de los electrones desacoplados. Podemos hablar en general de un estado estacionario debido a un equilibrio entre la generación y las pérdidas, ya que el flujo a la pared es aproximadamente constante. Consideramos que la descarga es estable en estas condiciones.

El nivel del flujo a la pared dependerá esencialmente de la densidad electrónica del plasma y del tiempo de confinamiento de los "runaways", como hemos visto en los capítulos III y IV.

En la figura V-4 se observa cómo en el detector  $HX_{||}$  se mantiene el nivel medio del flujo total durante esta etapa de la descarga. Cuando la densidad es suficientemente baja los espectros de rayos X blandos presentan una componente supratérmica con una temperatura de 2 a 5 keV deducida a partir de la inversa de la pendiente [21].

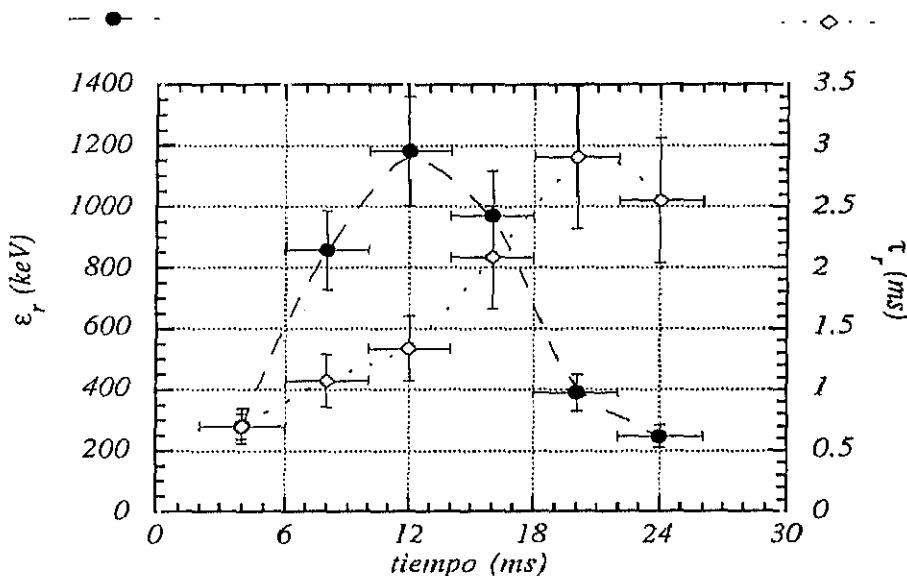


**Figura V-4.** Descarga típica con dientes de sierra.  $\rho$  es el parámetro de impacto y HXR-PAR es la señal de  $HX_{||}$ .

La tercera fase se caracteriza por ser la zona de mayores pérdidas de electrones "runaways" y por la disrupción final. Sin embargo, ésta es la fase que depende fuertemente de la densidad electrónica del plasma ya que un corte en la inyección de gas implica un comportamiento distinto del final de la descarga. En el caso de una descarga con baja densidad y un corte de la inyección de gas después del máximo de la corriente, la descarga se transforma en una descarga "runaway", donde la corriente del plasma está formada en un porcentaje elevado, del orden del 50 %, por electrones rápidos. Varios resultados apuntan hacia esta

conclusión. Por un lado, en el momento en el que la densidad cae, alrededor de  $t=15-17$  ms, el detector de Si(Li) deja de detectar fotones, lo que imposibilita la medida de la temperatura electrónica, pero la corriente que ya estaba disminuyendo se recupera y la descarga se prolonga unos 10 milisegundos más.

Por otro lado los detectores NaI (TI) indican un aumento del flujo de fotones junto con un aumento del tiempo de confinamiento en la misma ventana temporal. Estos datos se representan en las figuras V-1 y V-5. El aumento del tiempo de confinamiento a pesar de la caída de la energía de los electrones "runaways", a partir del instante  $t=20$  ms, se explica por la fuerte caída de la densidad y de la tensión del plasma.



**Figura V-5.** Evolución de la energía y del tiempo de confinamiento de los electrones desacoplados a lo largo de la descarga, correspondientes a la figura V-1.

Durante la disrupción final se produce un pico de flujo total. Por lo general el detector que funciona en análisis de amplitud de impulso queda saturado.

En el análisis de los resultados que sigue, sólo nos referiremos a la parte estacionaria de la descarga donde la corriente tiene un valor máximo y el flujo de rayos X duros se mantiene prácticamente constante.

## V.2- MEDIDA Y ANALISIS DE LOS ESPECTROS DE INTENSIDAD DE RAYOS X DUROS.

Los datos experimentales de esta parte del trabajo, los espectros de radiación X dura, a partir de los cuales se han determinado el tiempo de confinamiento de los electrones rápidos  $\tau_r$  y su coeficiente de difusión  $D_r$  se han obtenido con el detector de NaI(Tl) denominado HXPHA<sub>II</sub>, descrito en la segunda parte del capítulo I y representado en la figura I-6. Las medidas se han realizado efectuando barridos sistemáticos de los parámetros de operación del TJ-I y del plasma sobre los que se tiene control, como son el campo magnético toroidal  $B_T$ , la corriente del plasma  $I_p$  y la densidad electrónica  $\bar{n}_e$ . El valor del campo magnético toroidal se mantiene constante mientras que la intensidad varía a lo largo de la descarga. Los valores de  $I_p$  y de los demás parámetros, que se indican como rango de variación, corresponden a la meseta descrita como fase 2 de la descarga, en el apartado anterior. Estos rangos han sido los siguientes:

$$B_T \in [0.8, 1.4] \text{ T}$$

$$I_p \in [16, 44] \text{ kA}$$

$$\bar{n}_e \in [0.25, 1.5] \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$$

El cambio de todos estos valores da lugar, a su vez, a una variación de otros parámetros del plasma. Se ha medido en estas descargas la tensión por vuelta  $V_L$ . Se han deducido, el factor de seguridad en el borde del plasma  $q(a)$  y, en alguna serie de las descargas reproducibles, la temperatura electrónica  $T_e$ , y  $Z_{eff}$ . Los márgenes de variación han sido los siguientes :

$$V_L \in [2.8, 6] \text{ V}$$

$$T_e \in [0.1, 0.7] \text{ keV}$$

$$Z_{eff} \in [1.75, 7.5]$$

$$q_a(a) \in [2, 14]$$

Los diagnósticos que permiten efectuar estas medidas se describen en el apéndice I.

El sistema de adquisición de datos permite almacenar los datos a lo largo de toda la descarga. La elaboración de los espectros se realiza en intervalos de tiempo correspondientes a las distintas etapas de la descarga. De esta manera, los espectros se han acumulado de forma

numérica, en ventanas temporales que empiezan 2 ms después del inicio de la descarga, para evitar interferencias en las señales inducidas por el campo de radiofrecuencia aplicado durante la etapa de preionización. Estas ventanas corresponden, según los casos, a la subida de la corriente en el plasma, o al intervalo en el que alcanza su máximo. La zona de bajada de la corriente tendrá una o más ventanas temporales en función de la duración del plasma. La longitud de cada ventana es de 4 ms.

De las descargas con suficiente duración se han extraído los valores medios de la energía de los electrones desacoplados a lo largo de éstas. En el apéndice III se representan datos correspondientes a los espectros de intensidad y de fotones, en función de la energía de los fotones emitidos, para cada intervalo de tiempo, con un máximo de 6 intervalos cuando la descarga es muy larga. Se han acumulado espectros de series de descargas reproducibles. Cada figura corresponde a una de estas series, cuyo número de descargas, junto con el campo magnético toroidal, se indica al pie de cada página. En la gráfica central de cada figura se representan, de forma suavizada, la evolución de la corriente  $I_p$ , de la tensión del plasma  $V_p$ , la densidad de línea  $\bar{n}_e$ , y el valor del factor de seguridad en el borde del plasma  $q(a)$ , así como la energía media de los electrones rápidos  $\epsilon_r$ .

Los espectros teóricos simulados (figura III-10) presentan tres pendientes. La pendiente central es la que hemos utilizado para definir  $\epsilon_r$ . Experimentalmente la primera pendiente no se detecta puesto que los primeros canales que cuentan fotones corresponden a una energía del orden de 50 keV y dicha pendiente está por debajo de estos valores. La segunda pendiente aparece claramente definida en los espectros y se ilustra en la figura V-5. La tercera aparece débilmente en la mayoría de los espectros, a menos que la estadística sea muy elevada. Este tipo de espectro que se observa en todos los tokamaks, es el que denominaremos normal. En TJ-I, observamos dos tipos más de espectros que difieren de los simulados teóricamente con nuestro modelo y que representamos en las figuras V-6a y V-6b. Por un lado tenemos espectros en los que se distinguen dos pendientes, correspondientes a dos distribuciones distintas de electrones. El cambio de pendiente se produce a energías entre 500 y 1000 keV, en algunos casos se observa un simple cambio de ángulo de inclinación y en otros aparece una "joroba"

como en el espectro mostrado la figura V-6a. Este tipo de espectros se describieron experimentalmente, por primera y única vez, en el tokamak Pulsator [28].

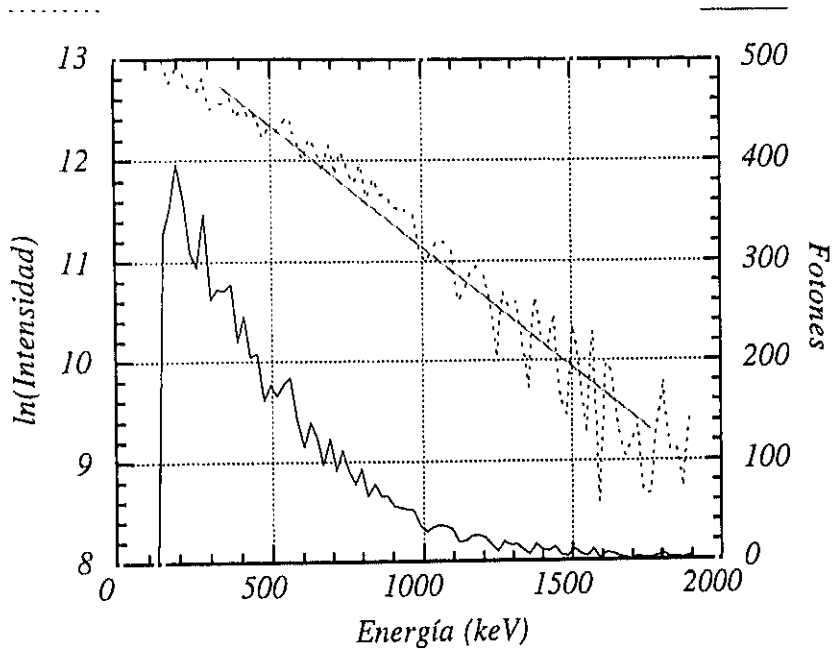


Figura V-5. Espectro normal con una sola pendiente medido durante 4 ms en la meseta de la descarga, en 10 descargas acumuladas.

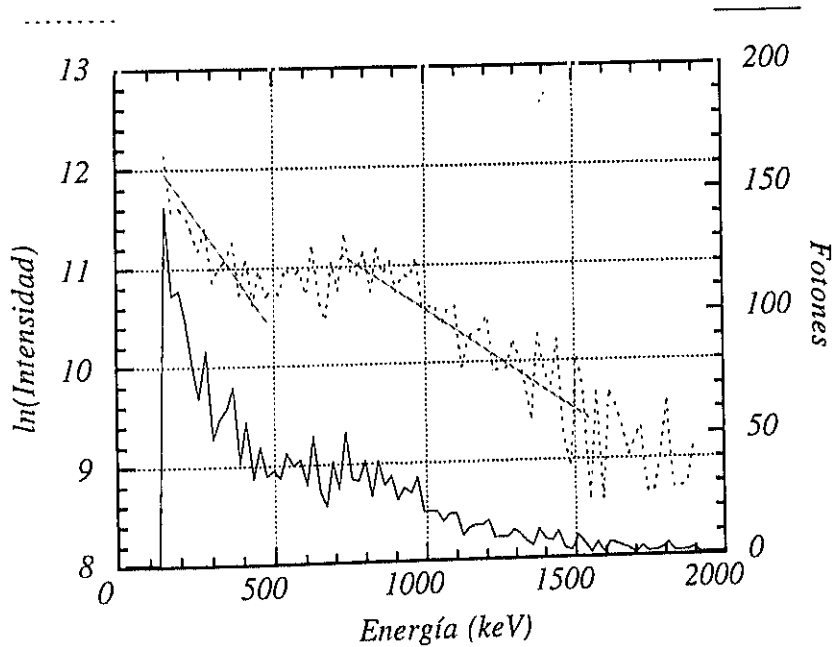


Figura V-6a. Espectros anómalos de dos pendientes, medido durante 4 ms en la meseta de la descarga, en 10 descargas acumuladas.



En este caso hemos clasificado la primera pendiente como normal y la segunda como anómala, deduciendo con la misma fórmula (III-17) los tiempos de confinamiento correspondientes. Por último aparece un segundo tipo de espectro anómalo que tiene un redondeo para energías por debajo de 500-1000 keV. En este caso hemos considerado sólo la parte del espectro por encima de los 500-1000 keV para determinar la energía  $\epsilon_r$ .

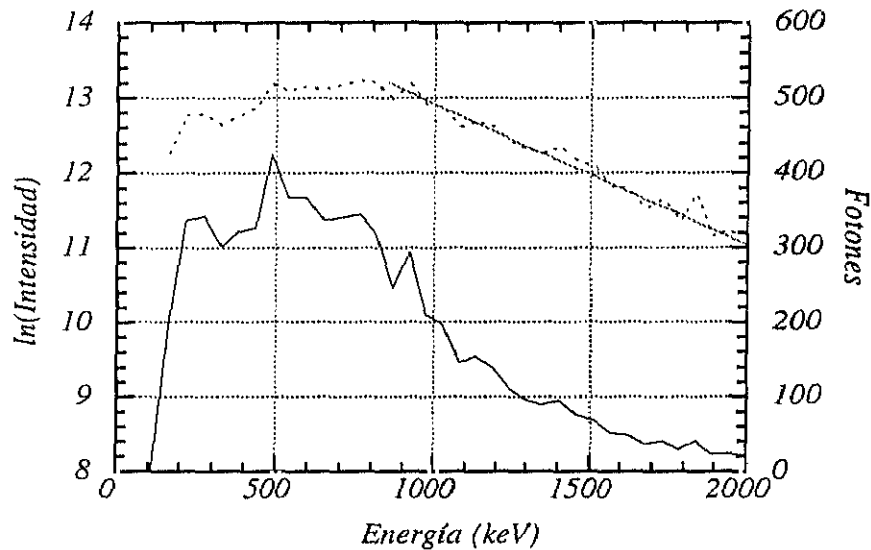


Figura V-6b. Espectros anómalos redondeados, medido durante 4 ms en la meseta de la descarga, en 10 descargas acumuladas.

En [67] estos espectros se relacionan con inestabilidades generadas por los propios "runaways" ya sugerida en [12] y descrita teóricamente por Parail y Pogutse en [68].

El tiempo de confinamiento  $\tau_r$  y el coeficiente de difusión  $D_r$  son las magnitudes físicas que tenemos que determinar a partir de  $\epsilon_r$ . Para ello utilizaremos las fórmulas (III-17) y (III-20) respectivamente. En consecuencia, los parámetros de interés que medimos son:

- la energía media medida para cada espectro,  $\epsilon_r$ ,
- la tensión del plasma,  $V_p$ , deducida a partir de la tensión por vuelta medida  $V_L$ ,
- la densidad de línea medida en las descargas,  $\bar{n}_e$ ,
- la temperatura electrónica del plasma,  $T_e$ ,
- el valor de  $Z_{\text{eff}}$ .

Dada la débil dependencia con  $T_e$  y  $Z_{\text{eff}}$ , utilizaremos sus valores medios para determinar  $\tau_r$ . De esta manera tenemos:

$$\tau_r = 0.017 n_e^{-0.14} V_p^{-0.94} \epsilon_r^{0.91} \quad (\text{V-1})$$

donde  $\tau_r$  se expresa en ms,  $\bar{n}_e$  en  $\text{cm}^{-3}$ ,  $V_p$  en V y  $\epsilon_r$  en keV. Como podemos ver, el valor experimental de  $C_{pl}$ , 0.017, obtenido a partir de  $T_e$  y  $Z_{\text{eff}}$ , es del orden del deducido en la fórmula (III-17).

El error relativo en  $\tau_r$  depende del error relativo en la medida de  $\bar{n}_e$ ,  $V_L$ , y  $\epsilon_r$ , que son de un 15%, 5% y 15 % respectivamente. Esto nos da un error de un 20 % para el tiempo de confinamiento.

Las pendientes  $\epsilon_r$ , deducidas utilizando todas las descargas y considerando todos los espectros varían entre 5 y 1230 keV. Se han medido en total 26 espectros. Los espectros normales, entre los que se cuentan 12 pendientes únicas y 8 primeras pendientes, tienen un valor de  $\epsilon_r$  que varía entre 50 y 470 keV (valor medio 154 keV). Los espectros anómalos formados por 8 segundas pendientes y 6 redondeados, tienen energías medias entre 340 y 1225 keV (valor medio 600 keV). Aplicando la fórmula (V-1) obtendremos los tiempos de confinamiento  $\tau_r$  en dos grupos que también llamaremos normales y anómalos.

#### Relación de $\tau_r$ con la densidad

En la figura V-7a se representan todos los valores, para todos los intervalos de tiempo en todas las descargas, del tiempo de confinamiento  $\tau_r$  en función de la densidad media de línea. Los círculos negros corresponden a los espectros normales. Podemos ver que los datos que representan los espectros anómalos (círculos blancos) están situados por encima de los valores normales. De forma general,  $\tau_r$  decrece con la densidad. Sin embargo, en la figura V-7b donde representamos sólo los valores de los tiempos de confinamiento correspondientes a la parte estable de la descarga, alrededor del máximo de corriente  $I_p$ , se observan dos tendencias distintas para los datos separados en espectros normales y espectros anómalos. El tiempo de confinamiento de los espectros normales se comporta de forma similar al tiempo de confinamiento de la energía o de las partículas termalizadas  $\tau_r \sim n_e^{-\alpha}$ , donde  $\alpha \sim 0.5 - 1$  [69]. Este

hecho se explicaría considerando que estos espectros están formados por fotones provenientes de electrones "runaways" con energías suficientemente bajas para ser todavía sensibles a los mismos fenómenos que los electrones térmicos.

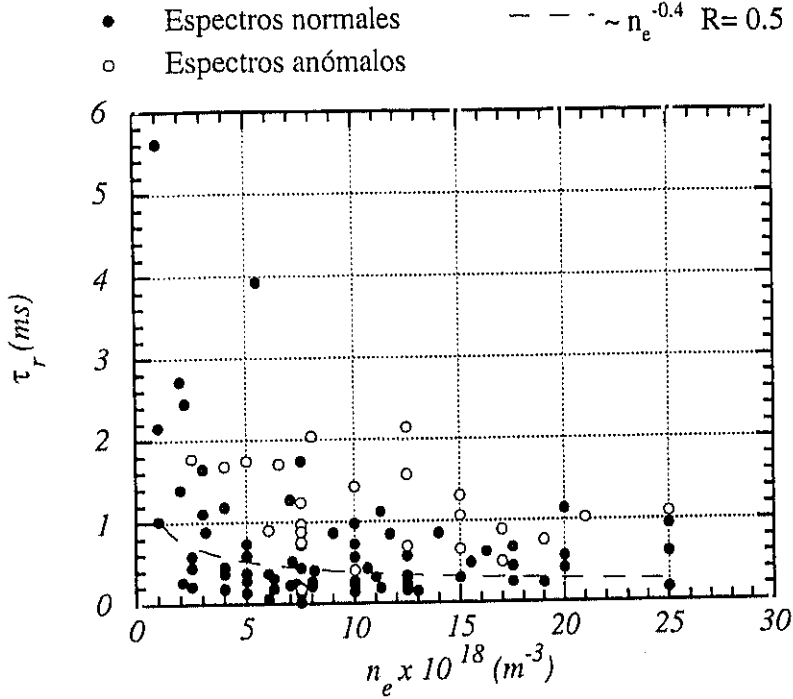


Figura V-7a.  $\tau_r$  en función de la densidad electrónica de línea  $\bar{n}_e$ . Los círculos negros corresponden a los espectros normales y a los de la primera pendiente de los espectros con dos. Los blancos a los anómalos. R es el coeficiente de regresión.

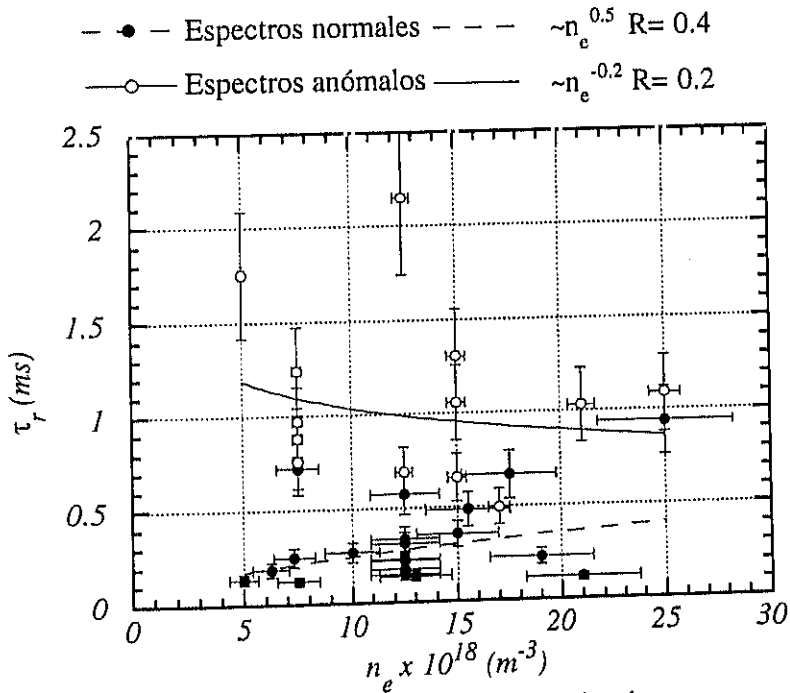


Figura V-7b. Resultados correspondientes a las mesetas de las descargas.

Los espectros anómalos también presentan una tendencia común en todas las descargas, que parece ser independiente de la densidad, en consecuencia pueden proceder de electrones que no son sensibles a las colisiones.

Relación de  $\tau_r$  con la corriente del plasma  $I_p$  y el campo magnético toroidal  $B_T$ .

Estas dependencias también presentan distintos comportamientos en función del tipo de espectro analizado, normal o anómalo. Resumimos en la tabla V-I los valores de los exponentes para las dependencias  $\tau_r$  en función de  $\bar{n}_e$ ,  $I_p$  y  $B_T$ , con sus respectivos coeficientes de regresión  $R_{n_e}$ ,  $R_{I_p}$ ,  $R_{B_T}$ .

	$\bar{n}_e$	$R_{n_e}$	$I_p$	$R_{I_p}$	$B_T$	$R_{B_T}$
$\tau_r$ normal	0.5	0.4	-1.9	0.2	1.0	0.2
$\tau_r$ anómalo	-0.2	0.2	-1.0	0.7	-0.9	0.2

Tabla V-1

De esta tabla se desprendería que sólo los tiempos de confinamiento de los espectros anómalos presentan una dependencia clara con la corriente y que no existe dependencia con  $B_T$ . Sin embargo, y como muestra la figura V-8, al analizar los espectros normales correspondientes a series de descargas a densidad electrónica y corriente del plasma fijas ( $\bar{n}_e \sim 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  e  $I_p \sim 40 \text{ kA}$ , respectivamente), se observa una notable dependencia de  $\tau_r$  con el campo magnético toroidal,  $B_T$ .

Estos comportamientos muestran que la dependencia del tiempo de confinamiento  $\tau_r$  experimental difiere del valor teórico descrito en el capítulo III, sugiriendo que en nuestro modelo no se ha considerado algún fenómeno ligado a la corriente y al campo magnético toroidal que aparece en las descargas del TJ-I. Para estudiar los valores de los exponentes de estos parámetros, utilizaremos el mismo método de regresión múltiple utilizado con los datos teóricos. En la fórmula III-15, aparecen además de  $T_e$  y  $Z_{\text{eff}}$ , que ya hemos descartado en nuestro análisis experimental, los parámetros  $\bar{n}_e$ ,  $V_p$  y  $\tau_r$ . Mantendremos en nuestra nueva ley de escala  $\bar{n}_e$  y  $V_p$  y sustituiremos  $\tau_r$  por una función de  $I_p$  y  $B_T$ .

Obtenemos las siguientes expresiones:

Para los espectros normales:

$$\epsilon_r = (44 \pm 6) n_e^{0.16 \pm 0.01} V_p^{1.04 \pm 0.01} I_p^{-1.550 \pm 0.005} B_T^{1.64 \pm 0.09} \quad (V-2)$$

Para los espectros anómalos

$$\epsilon_r = (96 \pm 12) n_e^{0.16 \pm 0.01} V_p^{1.04 \pm 0.01} I_p^{-0.96 \pm 0.03} B_T^{0.75 \pm 0.11} \quad (V-3)$$

$I_p \sim 40 \text{ kA}, n_e \sim 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  — — —  $\sim B_T^{1.8 \pm 0.2} R = 0.8$

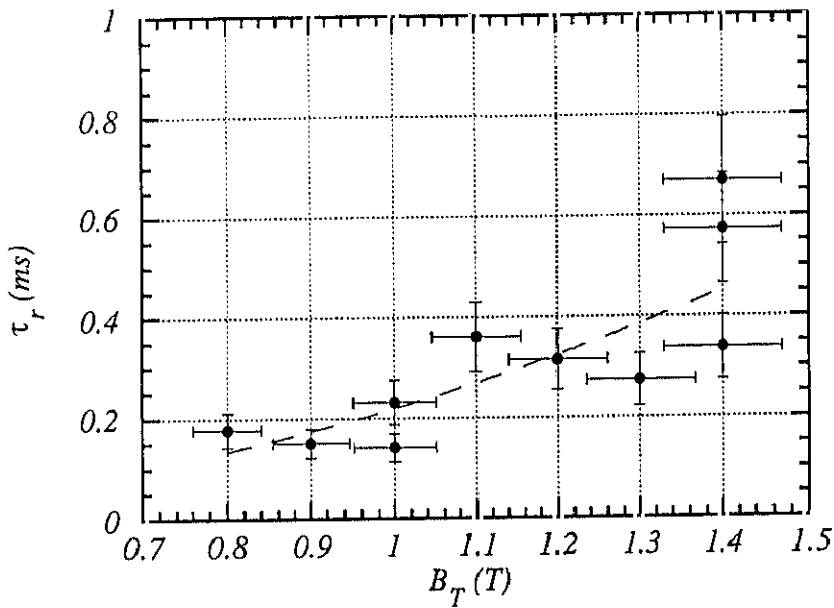


Figura V-8.  $\tau_r$  en función de  $B_T$  para valores fijos de corriente y densidad de línea.

En estas expresiones la constante multiplicada por la corriente y el campo magnético con sus respectivos exponentes corresponde a la constante por  $\tau_r^{1.1}$  en la fórmula (III-15).

Se observa que  $\tau_r$  depende de  $I_p$  y  $B_T$  de forma distinta según el grupo de espectros estudiado. La dependencia experimental sólo con  $I_p$  y  $B_T$  introduce modificaciones en los exponentes para las expresiones finales de  $\tau_r$ . Obtenemos para los espectros normales:

$$\tau_r = \text{cte } I_p^{-1.91} B_T^{2.02}, R = 0.8 \quad (V-4)$$

y para los espectros anómalos

$$\tau_r = \text{cte } I_p^{-0.83} B_T^{0.65}, R = 0.8 \quad (V-5)$$

La figura V-8 es un caso particular de la expresión (V-4), donde  $I_p$  y  $\bar{n}_e$  son constantes, y que confirma la dependencia de  $\tau_r$  con  $B_T^2$ , aproximadamente.

En ambos casos  $\tau_r$  decrece cuando  $I_p$  aumenta y crece cuando  $B_T$  crece. Se establece así una relación directa de  $\tau_r$  con el factor de seguridad  $q(a)$ , definido en la fórmula (I-3), que junto con la dependencia de  $\tau_r$  con la densidad que aparece en la figura V-7a, lleva a pensar en una relación con el tiempo de confinamiento de la energía. En efecto, el tiempo de confinamiento de los electrones desacoplados se compara en muchos tokamaks con el tiempo de confinamiento de los electrones termalizados, o con el tiempo de confinamiento de la energía. Para este fin vamos a representar los tiempos de confinamiento de los electrones desacoplados en relación con el tiempo de confinamiento de la energía (I-5) obtenido en estas mismas descargas (figura V-9),  $\tau_E$ , que asumimos de acuerdo con la ley de escala de Alcator, viene dada por la siguiente expresión [69]

$$\tau_E(\text{ms}) = 3.1 \times 10^{-16} a^2 \bar{n}_e q^{0.5}, \quad (\text{V-6})$$

y que en el TJ-I ofrece un buen ajuste. Las medidas realizadas en [70] por dispersión Thomson mostraron una relación lineal entre el valor experimental y el calculado con la expresión (V-6) siendo los valores calculados un factor 2.5 mayores que los valores experimentales medidos. Este factor se ha utilizado aquí para corregir los valores de  $\tau_E$ .

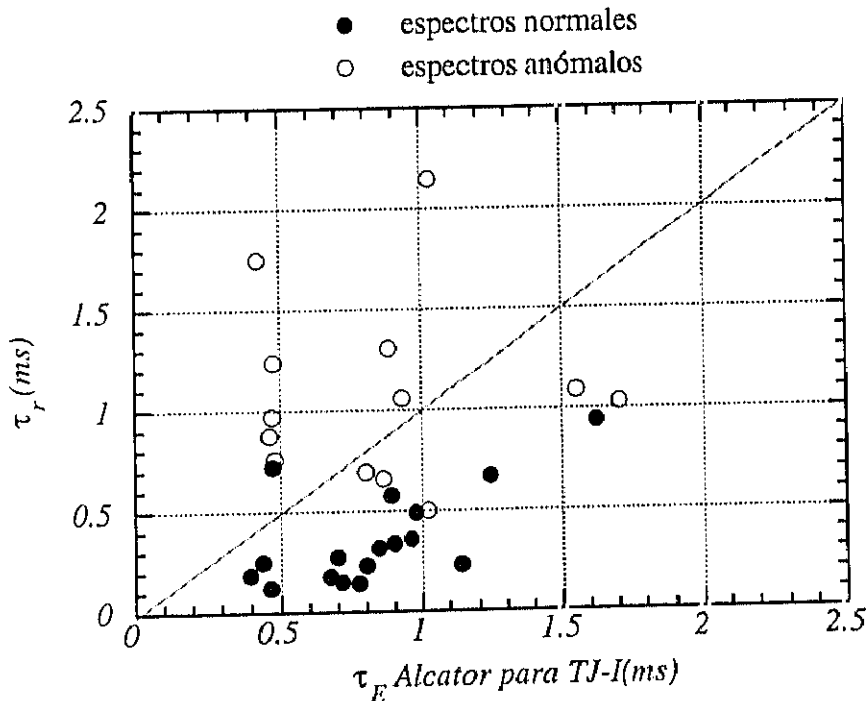


Figura V-9. Relación entre  $\tau_r$  y  $\tau_E$ .

Observamos que el tiempo de confinamiento de los electrones "runaways" es en el TJ-I del mismo orden que el tiempo de confinamiento de la energía. Sin embargo,  $\tau_r$  para los espectros normales presenta un comportamiento cuasi lineal con  $\tau_E$  mientras que en los anómalos no parece tener ninguna dependencia con  $\tau_E$ .

Para completar estos resultados, a continuación pasamos a determinar los coeficientes de difusión de los electrones desacoplados. En efecto, podemos calcular, para todos los tiempos de confinamiento obtenidos, los coeficientes de difusión aplicando la fórmula (III-21) deducida en el capítulo III. Puesto que los fotones detectados son el resultado del "bremsstrahlung" en la pared del tokamak y éstos llevan información de todo lo ocurrido en su difusión a lo largo de las líneas de campo, tenemos un valor promediado en energías de los espectros y, a la vez, en el tiempo de duración de la ventana de medida.

En la fórmula (III-21) consideramos que  $r_{Sr}$  es 0.5 ya que, como hemos visto en la primera parte de este capítulo, la mitad del radio menor corresponde a la zona de mayor generación de electrones "runaways". Sólo un perfil hueco de densidad produciría una modificación de este perfil de generación, pero esta situación no se ha observado en el TJ-I en el máximo de la corriente [8]. Tendremos dos categorías para los coeficientes de difusión según los resultados anteriores. En la figura V-10 representamos estas dos categorías: Los círculos con cruces corresponden a las mismas series de descargas de la figura V-8, con  $\bar{n}_e$ ,  $V_p$  e  $I_p$  constantes. Los círculos negros sin cruces son los valores correspondientes al resto de las descargas "normales". Los círculos blancos corresponden a los espectros "anómalos".  $D_r$  (figura V-10), mantiene para los valores "normales" una dependencia cuadrática inversa con el factor de seguridad que esperábamos a partir de la fórmula (V-4), mientras que para los "anómalos" es casi inversamente proporcionales a  $q(a)$ , como se podía desprender de la fórmula (V-5). En este último caso, la variación con  $q(a)$  está claramente ligada a la dependencia con la intensidad, ya que como se aprecia en la figura V-11 la dependencia de  $D_r$  (anómalo) con  $B_T$  es muy débil. La dependencia con  $B_T$  de los espectros normales es de nuevo la esperada, de acuerdo con la relación (V-4).

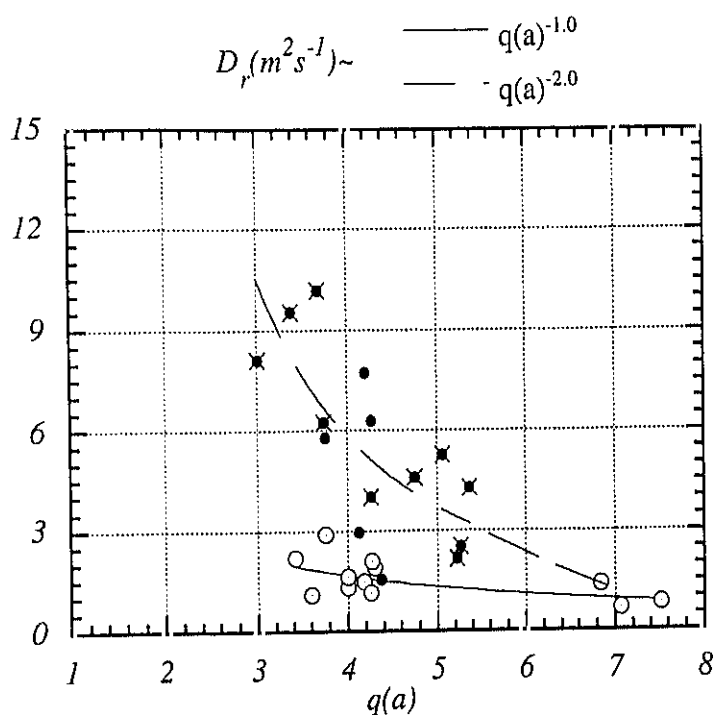


Figura V-10. Coeficientes de difusión de los electrones desacoplados en función del factor de seguridad, para las mismas descargas de la figura V-11.

- Espectros normales  $\rightarrow$  \*  $I_p \sim 40$  kA,  $n_e \sim 1.5 \times 10^{19} m^{-3}$   $\sim B_T^{-1.8 \pm 0.2}$
- Espectros anómalos

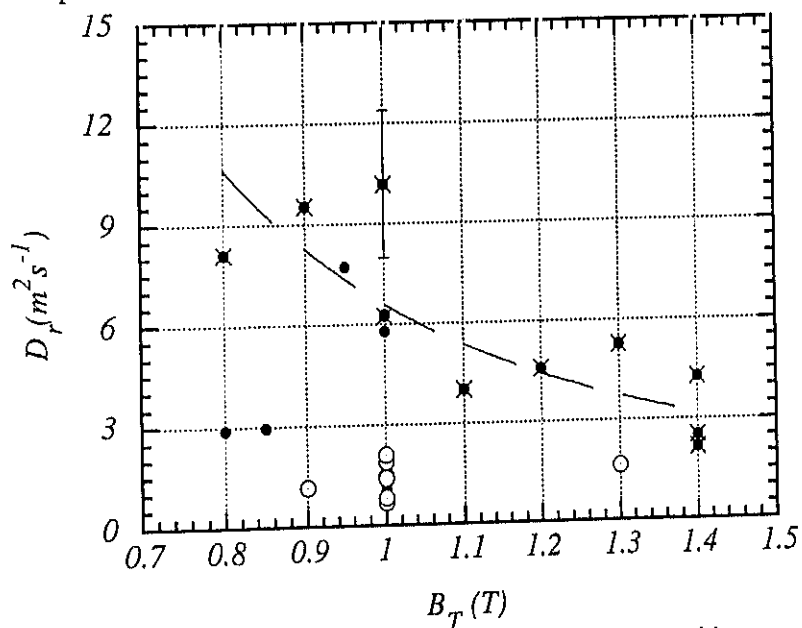


Figura V-11. Variación del coeficiente de difusión con el campo magnético toroidal para todos los espectros medidos en la meseta de las descargas.



En conclusión, podemos decir que hemos obtenido los tiempos de confinamiento de los electrones desacoplados, aplicando el modelo desarrollado en el capítulo III a los espectros de rayos X duros, medidos en un rango amplio de variación de los parámetros del plasma. También hemos deducido los coeficientes de difusión correspondientes. En las medidas aparecen dos tipos de espectros distintos que se diferencian tanto por su forma como por su dependencia con la densidad, el factor de seguridad y el tiempo de confinamiento de la energía. Podemos resumir los resultados de la siguiente forma:

Los electrones desacoplados que dan lugar a espectros de una sola pendiente tienen las siguientes características:

- las energías medias están comprendidas entre 50 y 500 keV,
- los tiempos de confinamiento son cortos, de 0.2 a 1 ms, e inferiores al tiempo de confinamiento de la energía  $\tau_E$ , guardando un relación lineal con él,
- los coeficientes de difusión tienen valores entre 2 y  $10 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ,
- la relación con la densidad es  $\tau_r \sim \bar{n}_e^{0.5}$ , creciente como ocurre con el tiempo de confinamiento de los electrones térmicos y de la energía,
- la relación con  $q(a)$  es  $\tau_r \sim q^2$  y proviene de una relación con  $B_T$  casi cuadrática e inversamente cuadrática con  $I_p$ . En particular queda claramente establecido en el barrido de  $\tau_r$  con  $B_T$  dando  $\tau_r \sim B_T^{1.8 \pm 0.2}$ , para una intensidad constante y una ley de escala de la forma  $\tau_r = \text{cte } I_p^{-1.9} B_T^2$ .

Y los que dan lugar a espectros anómalos, con dos pendientes o redondeados destacan por tener:

- Energías más altas en la segunda pendiente: entre 300 y 1300 keV,
- Tiempos de confinamiento más largos, entre 0.5 y 2.5 ms, muy superiores a los de la energía y sin presentar ninguna relación con ellos,
- Los coeficientes de difusión tienen valores entre 0.5 y  $3 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ,
- Ni  $\tau_r$  ni  $D_r$  dependen de la densidad,
- La dependencia de  $\tau_r$  con  $q(a)$  es más débil que en el caso de los espectros normales pero está también relacionado con  $B_T$  e  $I_p$ . Responde a una ley de escala  $\tau_r = \text{cte } I_p^{-0.8} B_T^{0.6}$

No existe aparentemente ningún cambio global en el tipo de descargas que justifique las diferencias en los espectros de rayos X duros ni en los tiempos de confinamiento de los electrones desacoplados. Este hecho nos lleva a pensar en fenómenos de transporte interno y quizás de carácter local que pueden dar origen a distintos canales de mejora o deterioro del confinamiento. En la literatura los fenómenos de difusión turbulenta de electrones en tokamaks están relacionados con fluctuaciones electrostáticas o magnéticas, dependiendo de su energía. Se tiende a pensar que si las fluctuaciones electrostáticas son las responsables de las pérdidas de energía, los electrones más energéticos estarán mejor confinados. Por el contrario si las pérdidas son debidas a fluctuaciones magnéticas, los electrones "runaways" que son sensibles a estas últimas, estarán peor confinados [7]. A continuación trataremos de interpretar nuestros resultados discutiendo la posible influencia de la turbulencia magnética en el comportamiento de los electrones desacoplados.

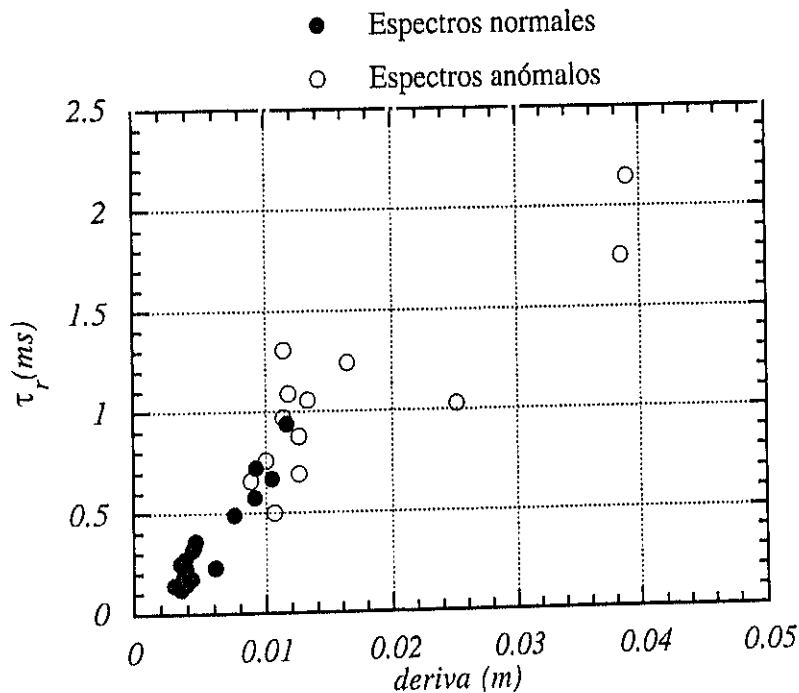


Figura V-12.  $\tau_r$  en función de la deriva de los electrones "runaways" con relación a la última superficie de flujo.

Se ha demostrado que si los electrones desacoplados tienen una deriva mayor que, o del orden del tamaño de la turbulencia, caracterizada por la longitud de correlación radial de la turbulencia, entonces son capaces de promediarla y quedarse confinados más tiempo que los

térmicos [34, 35, 71]. Es importante, en consecuencia, evaluar las derivas de los “runaways”, que representamos en la figura siguiente, V-12, calculadas según la fórmula (II-25).

El comportamiento lineal de  $\tau_r$  con la deriva de los electrones desacoplados,  $\Delta$ , no supone ninguna sorpresa, puesto que tanto  $\tau_r$  como  $\Delta$  están definidos por expresiones que dependen cuasi linealmente de la energía, pero llama la atención el hecho de que exista un valor umbral alrededor de  $\Delta=1$  cm a partir del cual los espectros se comportan de forma anómala.

Convendría, pues, comparar el valor de la deriva  $\Delta$  con la longitud de correlación radial,  $k_r^{-1}$ , de una posible turbulencia magnética presente en el plasma. En los tokamaks se supone que la turbulencia magnética es de pequeña escala y deslocalizada poloidalmente, esto es, que se considera que existe una zona estocástica en el plasma con una longitud de correlación radial determinada por  $k_r^{-1}$ , y formada por un gran número de islas pequeñas superpuestas. El nivel de fluctuaciones con relación al campo magnético resultante,  $\bar{B}$ , se representa como  $\frac{\delta b_{\perp}}{B}$ . Este tipo de microturbulencia ha sido observada directamente en el tokamak CSTN-II siguiendo electrones de prueba inyectados en el plasma [72]. En este dispositivo también se ha observado que los electrones con energías que implican derivas mayores que  $k_r^{-1}$  tienen un coeficiente de difusión menor que los de menor energía [73], a pesar de que siguen las líneas de campo a mayor velocidad.

Como hemos dicho anteriormente, este fenómeno se debe a un efecto de promedio del electrón “runaway” a lo largo de las líneas de campo magnético. El factor de promedio es una función, que llamaremos  $\Gamma(\epsilon)$ , que depende de la energía de los electrones “runaways”,  $\epsilon=mc^2\gamma$ , a través del producto de la deriva  $\Delta$  por la inversa de la longitud de correlación radial  $k_r$ . Esta función depende del tipo de turbulencia y las curvas de  $\Gamma(\epsilon)$  en función de  $\Delta k_r$ , aparecen en [71] para varios tipos de turbulencia, en particular para el tipo de turbulencia de pequeña escala.  $\Gamma(\epsilon)$  tiene valores  $0 < \Gamma(\epsilon) < 1$  y el efecto sobre el coeficiente de difusión de los “runaways” viene dado por la expresión:

$$D_r = D_M v_{\parallel} \Gamma(\epsilon) \quad (V-7)$$

donde  $v_{||}$  es la velocidad paralela de los "runaways" y  $D_M$  es el coeficiente de difusión de la líneas de campo magnético, que a su vez se puede expresar como:

$$D_M = \pi R q \left( \frac{\delta b_{\perp}}{B} \right), \quad (V-8)$$

donde  $R$  es el radio mayor del tokamak, y  $q$  el factor de seguridad.

Teóricamente, Gurevich [35], introduciendo en la ecuación cinética para los "runaways" el efecto de la turbulencia magnética de pequeña escala y despreciando colisiones y campos eléctricos radiales, deduce una solución que aproxima por una función de distribución que, en primer orden tiene una energía crítica,  $\epsilon_k$ , por debajo de la cual el comportamiento es exponencial negativo, y para energías más altas decae más lentamente. El espectro de emisión al que da lugar esta distribución presenta dos pendientes distintas siendo la segunda menor que la primera y separadas por la energía  $\epsilon_k$ . Además  $\epsilon_k$  está relacionado con  $k_r$  por la siguiente expresión [35]:

$$\epsilon_k = \frac{m_0 c \omega_{ce}}{q} \frac{1}{k_r}, \quad (V-9)$$

siendo  $m_0$  la masa del electrón en reposo,  $c$  la velocidad de la luz y  $\omega_{ce}$  la frecuencia ciclotrónica del electrón.

Este tipo de espectros ya se habían observado en Pulsator [28] pero no existía una interpretación clara hasta la fecha, aunque Gurevich los cita en su trabajo como resultado experimental [35]. Este es, como hemos visto, el aspecto de los espectros anómalos con dos pendientes obtenidos en el TJ-I [74].

Por otra parte, la primera pendiente de estos espectros, que llamaremos  $\epsilon_{DM}$  está directamente relacionada con el coeficiente de difusión de la líneas de campo magnético  $D_M$ , ya que según Gurevich la función de distribución para  $\epsilon < \epsilon_k$  es:

$$f(\epsilon) \propto \exp\left[-\frac{\epsilon}{\epsilon_{DM}}\right] \quad (V-10)$$

donde

$$\epsilon_{DM} = \left[ \frac{\mu_0^2 2\pi R}{e V_p a^2} D_M \right]^{-1} \quad (V-10a)$$

siendo  $\mu_0$  el valor del primer cero de la función de Bessel de orden cero.

En consecuencia tenemos todos los elementos para determinar el coeficiente de difusión de los electrones desacoplados,  $D_r$ , a partir de la fórmula (V-7):

-El ajuste de las pendientes de los espectros a una exponencial nos da la energía media de los electrones desacoplados,  $\epsilon_r$ , a partir de la cual se deduce  $v_{||}$  ( $\epsilon_r = mc^2(\gamma - 1)$ ) y  $\Delta$  (II-25), para todos los tipos de espectros.

-El valor de la primera pendiente en el caso de los espectros anómalos, y de la única pendiente en el caso de los espectros normales,  $\epsilon_r = \epsilon_{DM}$ , nos da el coeficiente de difusión de las líneas de campo magnético,  $D_M$  (V-10a).

-El valor de  $\epsilon_k$  se obtiene, para los espectros anómalos, a partir del cambio de pendiente. Para los espectros normales,  $\epsilon_k$  se toma como la cota inferior a partir de la cual aparecerían los efectos de promedio, debidos a la relación entre la deriva y la longitud de correlación radial de la turbulencia magnética y corresponde a la energía máxima alcanzada por los fotones. Del valor de  $\epsilon_k$  se deduce  $k_r^{-1}$  (V-9).

-El valor del producto  $k_r \Delta$  permite deducir el valor de  $\Gamma(\epsilon)$  [71].

A partir de  $D_M$ , utilizando la fórmula (V-8) podemos calcular  $\frac{\delta b_{\perp}}{B}$ .

En estos cálculos el factor de seguridad,  $q$ , se toma promediado radialmente entre el centro y el borde del plasma  $\langle q \rangle$ .

Exponemos a continuación el análisis de los datos experimentales considerando el efecto de las fluctuaciones magnéticas, como hemos expuesto en [74]. Los valores medios de la longitud de correlación de la turbulencia  $k_r^{-1}$  varían entre 0.5 y 2 cm en el TJ-I. En la figura V-13 se representan los valores de  $\Gamma$  en función de  $k_r \Delta$  obtenidos a partir de los espectros. Podemos comprobar que el efecto de doble pendiente, debido al promedio, aparece para  $\Gamma < 0.8$  siendo ya la deriva del mismo orden que la anchura de la turbulencia magnética.

El coeficiente de difusión magnética  $D_M$  se ilustra en la figura V-14. Vemos que, como cabía esperar, los tiempos de confinamiento para los espectros normales decrecen al aumentar el

valor del coeficiente de difusión de la turbulencia magnética. Así mismo los electrones que han logrado superar la energía crítica de promedio de órbitas dejan de ser sensibles a las fluctuaciones magnéticas como lo ilustran sus tiempos de confinamiento superiores.

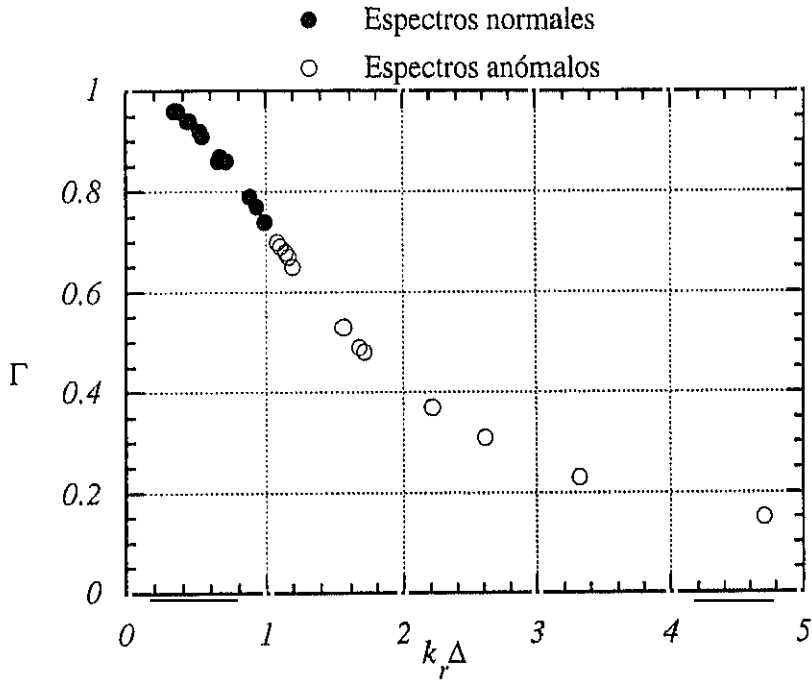


Figura V-13. Valores de  $\Gamma$  en función de los valores experimentales de  $k_r \Delta$ .

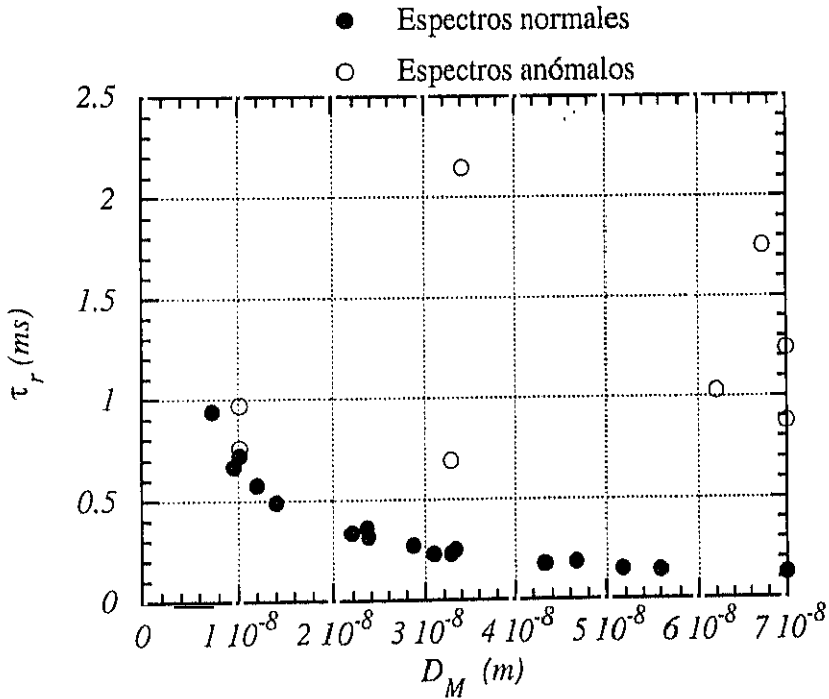
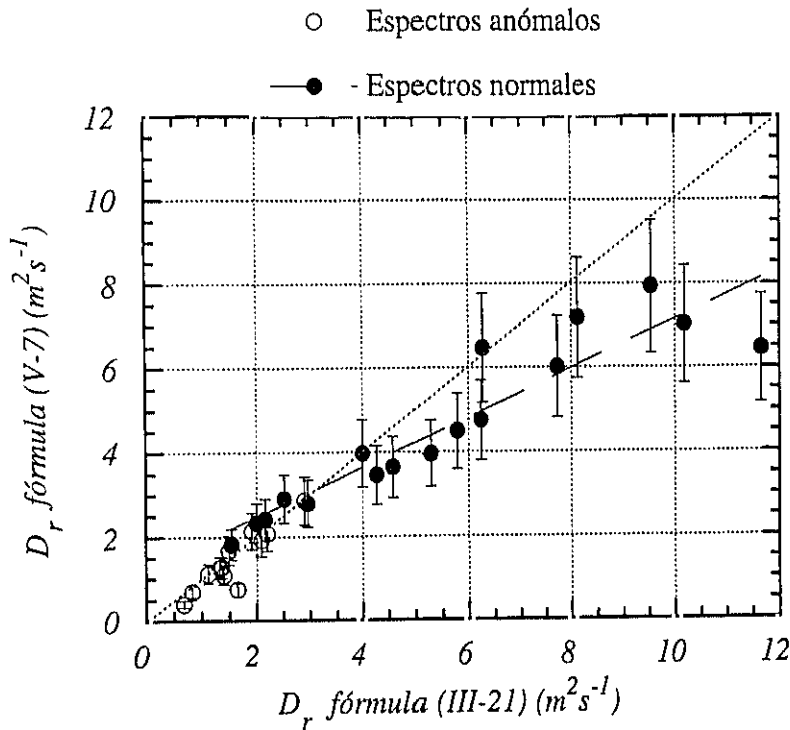


Figura V-14.  $\tau_r$  en función del coeficiente de difusión de las líneas de campo magnético.



**Figura V-15.** Comparación entre los coeficientes de difusión obtenidos a partir de la fórmula (III-21) y (V-7).

A partir del cálculo de  $D_M$  deducimos  $\frac{\delta b_{\perp}}{B}$  y comprobamos que sus valores varían entre  $5 \times 10^{-5}$  y  $2 \times 10^{-4}$ . Finalmente deducimos  $D_r$  y lo comparamos en la figura V-15 con los valores obtenidos con la fórmula (III-21). Para las segundas pendientes los resultados de ambos análisis coinciden y para las primeras pendientes la tendencia se mantiene, siendo los valores deducidos a partir de  $\tau_r$  superiores a los deducidos a partir de las dos pendientes, lo que puede indicar la presencia de otro canal de pérdidas, como los posibles efectos de las fluctuaciones electrostáticas señaladas por Robinson [7].

Los valores de  $\frac{\delta b_{\perp}}{B}$  medidos con sondas en el borde del TJ-I [75], son del orden o menores que de los deducidos en este trabajo. Los niveles de  $\frac{\delta b_{\perp}}{B}$  medidos a partir del desplazamiento Doppler de las líneas de impurezas y protones para  $r/a < 0.7$  son mayores [76, 77]. Estas comparaciones parecen confirmar nuestros resultados ya que las amplitudes  $\frac{\delta b_{\perp}}{B}$  obtenidas aquí representan niveles de turbulencia magnética promediados radialmente para tiempos correspondientes a la meseta de la descarga. La tendencia de  $\frac{\delta b_{\perp}}{B}$  a crecer hacia el

interior del plasma que estos resultados parecen indicar coincide con observaciones anteriores realizadas en los tokamaks Macrotor [78], Tokapole II [79].

Podemos concluir que la aparición de espectros con doble pendiente está relacionada con la presencia de fluctuaciones magnéticas. Las primeras pendientes y los espectros con una única pendiente corresponden a electrones desacoplados que son sensibles a las fluctuaciones magnéticas, mientras que las segundas pendientes corresponden a electrones menos sensibles a éstas puesto que son capaces de promediarlas al ser su deriva mayor que la anchura típica de la zona estocástica. A partir de las características de los espectros se puede obtener información sobre la longitud de correlación radial de la fluctuación, sobre su amplitud y se puede deducir el coeficiente de difusión de los electrones desacoplados. Existe un buen acuerdo entre estos coeficientes y los deducidos anteriormente a partir del tiempo de confinamiento de los electrones "runaways" utilizando el modelo simplificado desarrollado en el capítulo III.



### V-3. MEDIDA Y ANALISIS DEL FLUJO DE RAYOS X DUROS

En numerosas descargas en las que se observan dientes de sierra en las señales de rayos X blandos, también se genera una señal de periodo similar en los detectores de rayos X duros. Ya definimos en el capítulo anterior el retraso,  $\Delta t_r$ , como el tiempo que separa el pico del diente de sierra en el detector central de rayos X blandos del pico con la misma característica en el de rayos X duros. En la figura V-4 se ilustra una descarga de este tipo, detallando el comportamiento de la señal de  $HX_{\parallel}$  con relación a la de un detector central de SXR. Los dientes de sierra en los rayos X duros aparecen generalmente en la segunda fase de la descarga, poco después de la aparición de este fenómeno en los rayos X blandos. Cuando la señal de rayos X duros es lo suficientemente intensa para ser detectada en ambos detectores  $HX_{\parallel}$  y  $HX_{\perp}$ ,  $\bar{n}_e < 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , las oscilaciones de estos flujos aparecen en fase, (figura V-16). En la figura V-17 se representan los espectros de Fourier de las señales de dos detectores de radiación X blanda (con parámetros de impacto mayor y menor que el radio de inversión) y de las de los detectores de rayos X duros colocados paralelamente y perpendicularmente al campo toroidal.

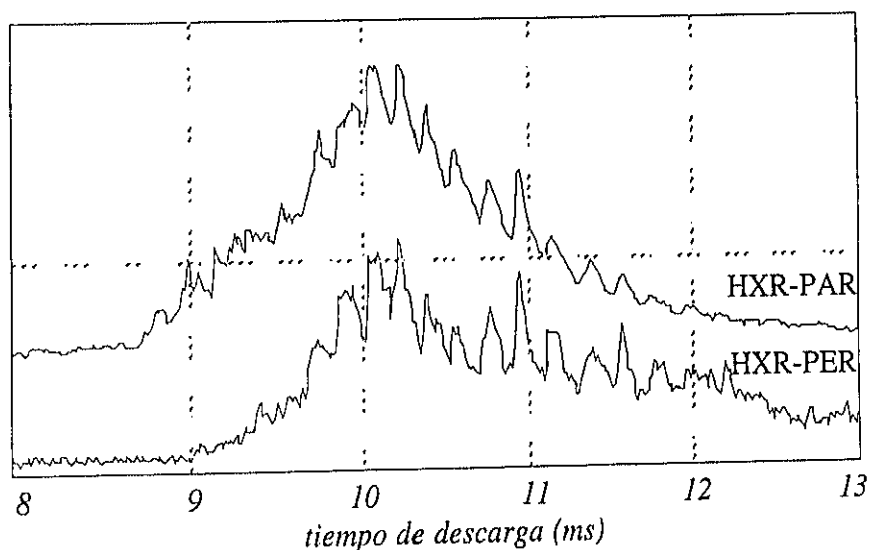


Figura V-16. Señales de los detectores NaI(Tl) colocados paralelamente ( $HX_{\parallel}$ ) y perpendicularmente ( $HX_{\perp}$ ) al campo magnético toroidal.

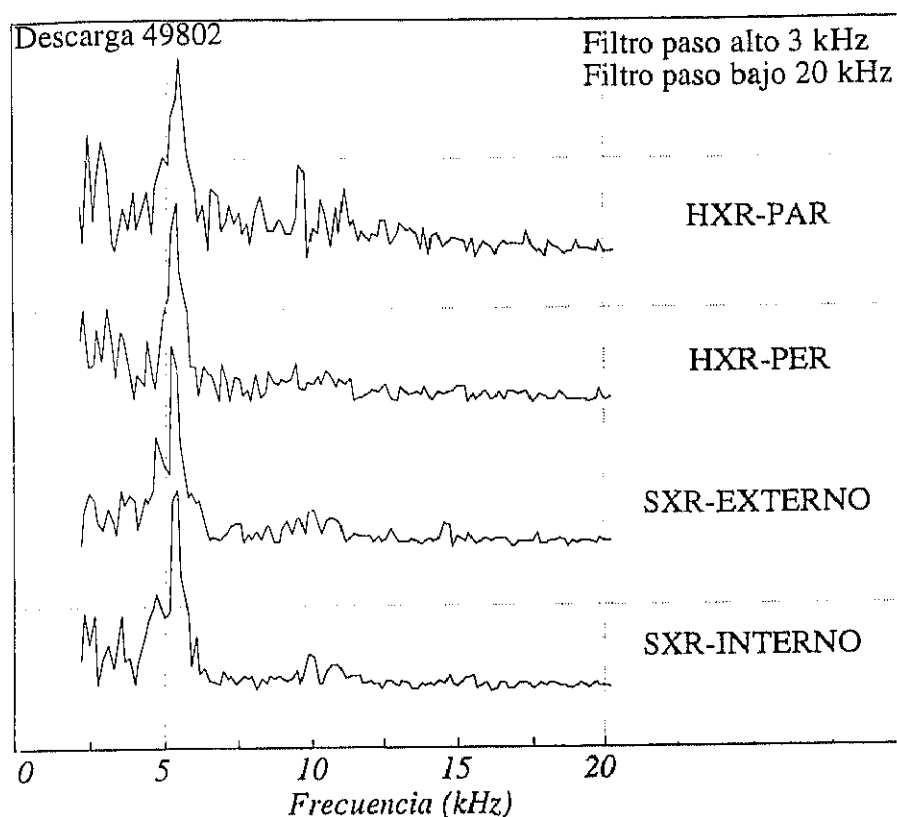


Figura V-17. Espectros de Fourier de unas señales de rayos X blandos y de duros.

Los dientes de sierra en los rayos X blandos aparecen generalmente en la primera fase de la descarga con una amplitud relativa pequeña, del orden del 5%. A continuación, en la segunda fase, su amplitud aumenta hasta el 10 ó 20 %. En la tercera fase se suele perder el carácter periódico de la señal. El periodo del diente de sierra varía entre 100 y 200  $\mu\text{s}$ ; el tiempo de la caída rápida es de unos 15-30  $\mu\text{s}$  (ver esquema de la figura IV-4). Un estudio más amplio del comportamiento de los dientes de sierra en el tokamak TJ-I se puede encontrar en [59]. Los radios de inversión que se han estimado a partir de las señales de 10 detectores de SXR; tienen valores medios entre  $r_i \sim 2.5$  cm para descargas con un campo magnético toroidal  $B_T \sim 1.1-1.2$  T, y  $r_i \sim 1.5$  cm para descargas con un campo magnético toroidal  $B_T = 1.4$  T, en ambos casos con corrientes de plasma de 40 kA.

La oscilación en forma de dientes de sierra dura entre 3 y 4 ms en los rayos X duros, coincidiendo generalmente con la zona de máxima señal en el detector central de rayos X

blandos y con el máximo de corriente  $I_p$ . Esta zona es, como ya hemos visto, la más estable de la descarga.

Una vez superada esta fase se sigue observando en los rayos X duros una señal con picos más amplios. Sin embargo ya no se comporta como la de los rayos X blandos y pierde su periodicidad. La amplitud relativa de las oscilaciones está entre el 5 y el 10 %.

La señal de los dientes de sierra observados está invertida con relación a la del detector central de rayos X blandos. Este hecho coincide con las observaciones del mismo fenómeno en PLT y Pulsator [62]. El retraso  $\Delta t_r$  en TJ-I varía entre 30 y 130  $\mu s$ .  $\Delta t_r$  es inferior al periodo del diente de sierra y al tiempo de propagación del pulso de calor desde el centro hasta el borde del plasma.

El detector NaI(Tl) que funciona en análisis de amplitud de impulso, se comporta de forma peculiar en presencia de dientes de sierra, como se puede ver en la figura V-18, donde se representa la evolución temporal de la señal de flujo y de la energía de cada fotón detectado. Los fotones aparecen en paquetes coincidentes con la caída del diente de sierra en  $HX_{\parallel}$ . Durante la subida del diente de sierra, el detector en  $HXP_{HA\parallel}$  no detecta ninguna señal. Esto puede ser debido a un efecto de saturación o al hecho de que los fotones que intervienen en esta subida tengan una energía inferior a la que permite el nivel de detección de la cadena electrónica del  $HXP_{HA\parallel}$  ( $< 50$  keV). Dos hechos paralelos nos hacen pensar que se trata de fotones de baja energía: Por un lado, la medida de señales en fase en el detector  $HX_{\parallel}$  y  $HX_{\perp}$  apunta a que se trata de fotones con energías inferiores a 100 keV, ya que es bien sabido que la emisión de frenado deja de ser claramente anisótropa para convertirse en isótropa por debajo de ese valor [49] (figura III-8). Por otra parte los detectores de rayos X blandos con filtros de espesor adecuado presentan el mismo tipo de señal cuando ésta es suficientemente intensa. Como hemos visto en el capítulo I, estos últimos son detectores de baja energía, que en este caso pueden detectar fotones a partir de 9 keV (Figura V-19). En consecuencia, podríamos decir que los fotones que medimos provienen de electrones con energías comprendidas entre 9 y 100 keV.

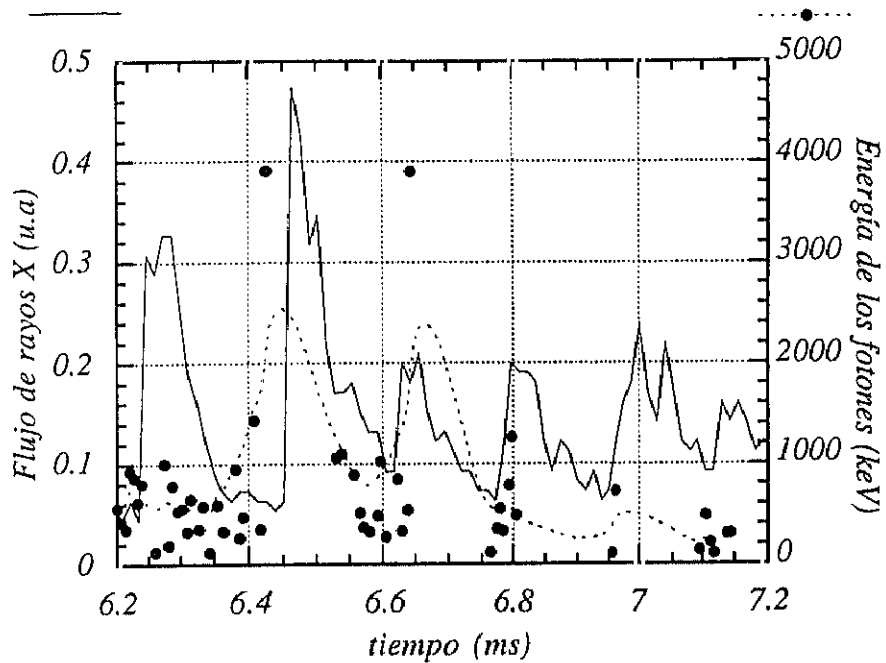


Figura V-18. Flujo de rayos X duros medido en el detector NaI(Tl) funcionando en modo corriente ( $HX_{||}$ ) y energía de los fotones detectados simultáneamente en el detector funcionando en modo de análisis de amplitud de impulso ( $HXPHA_{||}$ ). La línea punteada da el valor medio de la energía de los fotones con máximo en las zonas de caída del diente de sierra.

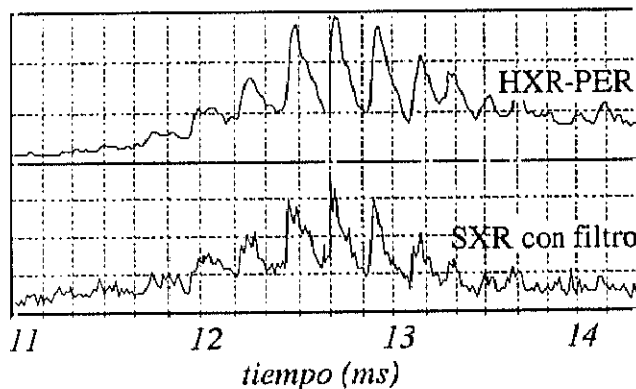


Figura V-19. Señales de detector  $HX_{\perp}$  y de un detector de flujo de rayos X blandos con un filtro con corte a 9 keV.

A continuación expondremos las medidas y resultados obtenidos a partir de los dientes de sierra en descargas con una densidad electrónica media de línea  $\bar{n}_e \sim 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , coincidiendo con la segunda fase de las descargas, donde el máximo de corriente que se alcanza en todas ellas tiene un valor  $I_p \sim 40 \text{ kA}$ , y una tensión por vuelta  $V_L \sim 3.5 \text{ V}$ . Este tipo de descargas se ilustraron ya en la figura V-4.

Las medidas se realizan en las condiciones que acabamos de exponer. Utilizando la fórmula (IV-2)

$$D_r = a^2 / (C \Delta t_r)$$

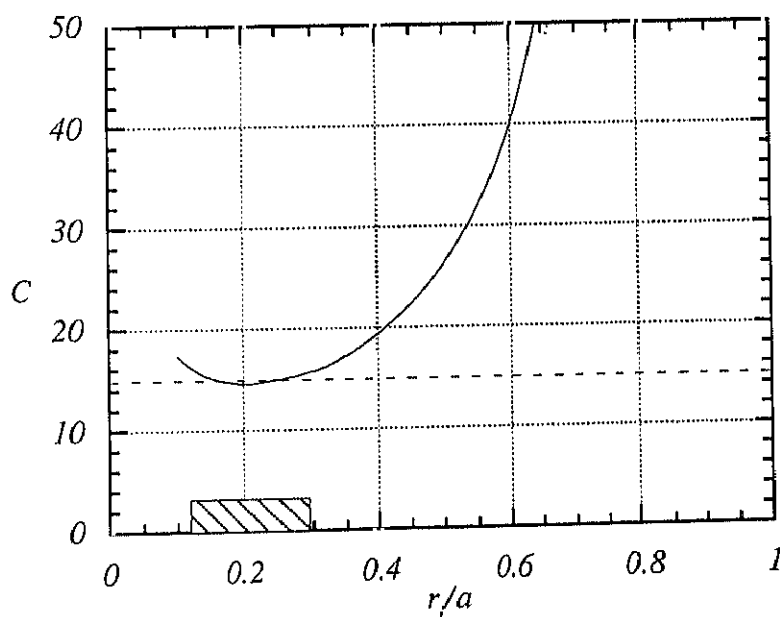
una vez determinada la constante C y medidos los valores de  $\Delta t_r$ , deduciremos los valores de  $D_r$ .

La constante C de la fórmula (IV-3) se determina a partir de los radios de inversión estimados en las descargas que se estudian. Estos radios se representan en la figura V-20 superpuestos a la curva que define C en función del radio de inversión. Para el rango de campo toroidal cubierto, obtenemos  $C \simeq 15$ , como ya habíamos mencionado en el capítulo IV.

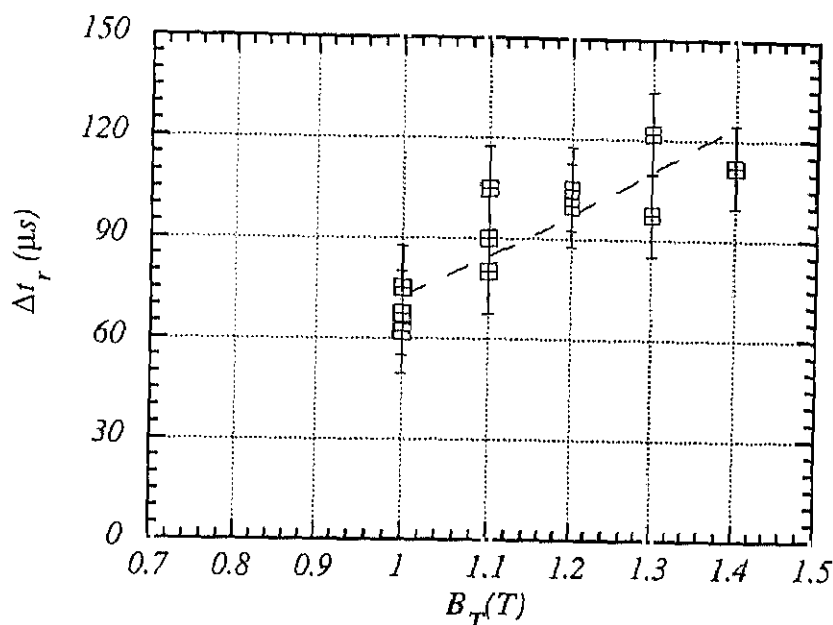
El periodo del diente de sierra  $T_{DS}$  en los rayos X duros y blandos es el mismo en cada descarga y varía en nuestras medidas entre 130 y 180  $\mu s$ , con una tendencia a decrecer con el campo magnético que se ajusta por la relación

$$T_{DS} = \text{cte } B_T^{-0.45}, \quad (V-11)$$

con un coeficiente de regresión de 0.6. Obtenemos así una tendencia similar a la medida en TFR, donde  $T_{DS} \sim B_T^{-0.5}$  [60].



**Figura V-20.** Constante de Fredrickson en la fórmula (IV-2) en función del radio de inversión normalizado al radio del plasma.



**Figura V-21.** Relación experimental de los retrasos entre los dientes de sierra del flujo de rayos X duros y blandos, y el campo magnético toroidal.

Los valores de  $\Delta t_r$  corresponden a su valor medio en el intervalo donde aparecen conjuntamente los dientes de sierra. En la figura V-21 representamos  $\Delta t_r$  en función de  $B_T$ . Como vemos  $\Delta t_r$  crece de 55 a 120  $\mu s$  aproximadamente con el campo magnético toroidal siguiendo la relación

$$\Delta t_r = \text{cte } B_T^{1.6 \pm 0.2} \quad (\text{V-12})$$

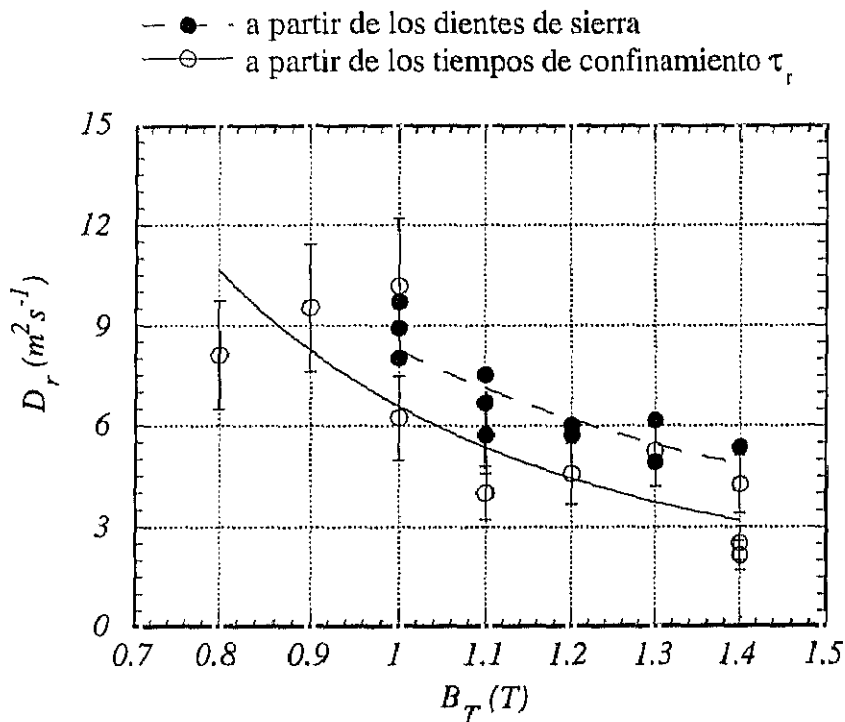
Este tipo de dependencia ha sido también observada en el PLT para densidades por debajo de  $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  [62].

A partir de la fórmula (IV-4) podemos deducir directamente los valores de  $D_r$ , asumiendo que el radio del plasma no varía de una serie a otra.  $D_r$  decrece al aumentar el campo magnético toroidal desde  $10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  hasta  $5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . La dependencia con  $B_T$  es la inversa de la que obteníamos para los retrasos  $\Delta t_r$ :

$$D_r \sim B_T^{-1.6 \pm 0.2} \quad (\text{V-13})$$

Hemos obtenido, utilizando los retrasos entre los dientes de sierra en un detector central de rayos X blandos y el detector de rayos X duros en la pared del TJ-I, el valor promediado del

coeficiente de difusión de los electrones desacoplados  $D_r$ . Podemos comparar estos valores con los obtenidos a partir del tiempo de confinamiento  $\tau_r$ . En ambos casos hemos efectuado un barrido de campo magnético con corriente, densidad electrónica y tensión del plasma constantes. Como podemos observar en la figura V-9, estos datos provienen de espectros con una sola pendiente y, en consecuencia, no promedian las fluctuaciones magnéticas. En la figura V-22 reproducimos los coeficientes de difusión en ambos casos.



**Figura V-22.** Valores de los coeficientes de difusión obtenidos por los dos métodos: dientes de sierra y estado estacionario.

Podemos comprobar que, dentro de las barras de error, la dependencia con  $B_T$  es muy similar en ambos casos. Este comportamiento confirma la validez de nuestro modelo estacionario. En ambos casos nos encontramos en presencia de electrones sensibles al mismo tipo de perturbación. Este hecho viene a confirmar que uno de los posibles mecanismos responsable del desconfinamiento de los electrones desacoplados en el rango de energías de 50 keV a 500 keV es la turbulencia magnética.

Por otra parte, y como ya hemos dicho anteriormente, se ve confirmada la hipótesis de que los dientes de sierra en los rayos X duros son debidos a electrones con energías bajas en el rango de los rayos X duros, al obtener el mismo tipo de comportamiento en  $D_r$ , proveniente tanto de los espectros normales como de los dientes de sierra. En TFR [58] y en PLT [62] se apunta ya este hecho, que está en contradicción con la descripción de Fussman [63] dada para este fenómeno en Pulsator: "La disrupción interna despide los electrones desacoplados hacia radios mayores en los que se quedan atrapados un instante más y posteriormente se pierden hacia el limitador produciendo los picos observados". A la vista del efecto de promedio estudiado en el capítulo anterior tenemos que añadir que sólo serán capaces de quedarse retenidos los electrones con una energía suficiente, esto es, cuya deriva sea suficiente para promediar la zona estocástica que atraviesan. Este caso puede haberse dado en el Pulsator ya que medidas anteriores mostraron espectros con doble pendiente [28], aunque la relación con los dientes de sierra y la turbulencia magnética no llegó a estudiarse en esta máquina.

Sin embargo en el TJ-I hemos estudiado el fenómeno de los dientes de sierra en condiciones en las que teníamos espectros normales. Los electrones desacoplados involucrados en este mecanismo son en consecuencia de baja energía, sensibles a las fluctuaciones magnéticas. En este caso su difusión crea un flujo continuo hacia la pared dando un nivel constante en el detector. En el momento de la disrupción aparece un flujo superpuesto con la misma modulación que la señal de rayos X blandos. Esto sería debido a la emisión de una "ola" de electrones con energías aún más bajas, próxima a la de Dreicer, con una difusión radial muy rápida desde la zona de la disrupción interna hacia la pared de la cámara, generando los picos superpuestos al flujo constante. Nuestras medidas muestran que el coeficiente de difusión es aproximadamente el mismo y que para los espectros normales la función de promedio es prácticamente 1, luego los efectos de promedio son despreciables. De acuerdo con esto, el coeficiente de difusión debería ser proporcional sólo a la velocidad de los electrones y los retrasos de los dientes de sierra deberían dar un coeficiente de difusión del orden de dos veces menor que los espectros, si los dos grupos de electrones son sensibles a los mismos



fenómenos. En consecuencia la “ola” electrónica está relacionada con otro tipo de mecanismo de pérdidas que no actúa sobre los electrones de mayor energía. Concluimos, en consecuencia, como lo hemos hecho en [80], que los electrones con energías del orden de la crítica de Dreicer son sensibles probablemente a otro tipo de turbulencia, la electrostática [7], además de la magnética; mientras que los de energías superiores, en el rango de los valores obtenidos para los espectros normales y las primeras pendientes de los espectros anómalos (50-500 keV), son sensibles a las magnéticas. Además, a la vista de las segundas pendientes de los espectros anómalos vemos confirmado el efecto de promedio de los electrones con energías suficientemente altas para que sus excursiones radiales les permitan promediar la turbulencia magnética y no ser sensibles a ella.

## V.4- VERIFICACION DEL MODELO UNIDIMENSIONAL CON OTRAS MAQUINAS.

### Tiempos de confinamiento en otras máquinas

Los electrones desacoplados se han estudiado en muchos dispositivos de confinamiento de plasma y, dependiendo de los métodos experimentales utilizados, se han deducido los tiempos de confinamiento de estos electrones y/o su energía y/o su coeficiente de difusión.

A la hora de comparar nuestros resultados con los de otras máquinas se presentan varios problemas. Por un lado los parámetros que definen nuestro modelo: densidad media electrónica,  $\bar{n}_e$ , temperatura media electrónica,  $T_e$ ,  $Z_{eff}$ , y la tensión del plasma  $V_p$ , pocas veces figuran simultáneamente en los artículos publicados. Por otro lado los métodos experimentales utilizados para medir la energía de los electrones desacoplados son muy diversos. En consecuencia, la comparación con los datos obtenidos en otras máquinas sólo será indicativa de la tendencia de los electrones desacoplados. Cuatro tokamaks han utilizado el mismo montaje experimental para medir los espectros de rayos X duros con calentamiento óhmico: ORMAK [29], Pulsator [28], TM-3 [12] y Pretext [81]. En los tokamaks LT-3 se midieron los espectros de rayos X duros producidos en blancos insertados en el plasma, con detectores NaI(Tl) y CsI(Tl), utilizando distintos filtros y se dedujo su coeficiente de difusión [56]. En LT-4, con la misma técnica, se estudia la evolución de la energía de los "runaways" con el factor de seguridad  $q(a)$ , durante la subida de la corriente con campo magnético fijo [57]. En ASDEX el tiempo de confinamiento de los electrones rápidos se deduce de la pendiente de los espectros de rayos X duros durante la parte óhmica de la descarga, y de la caída del flujo de rayos X duros durante la inyección de átomos neutros [82]. En PLT se han medido espectros de la emisión perpendicular de rayos X duros con detectores de NaI(Tl) en descargas con corriente inducida por radiofrecuencia a la frecuencia híbrida inferior del plasma (LHCD) [13]. Además, se determinan los tiempos de confinamiento a partir de la medida de la activación fotonuclear del limitador [83]. En ALCATOR C se miden los espectros de rayos X duros perpendicularmente durante la inducción de corriente por radio frecuencia, pero no se saca ninguna conclusión sobre el tiempo de confinamiento de los electrones desacoplados, aunque sí se da el valor de las pendientes obtenidas [50]. Más recientemente en otro tokamak, TORE SUPRA [84], se han

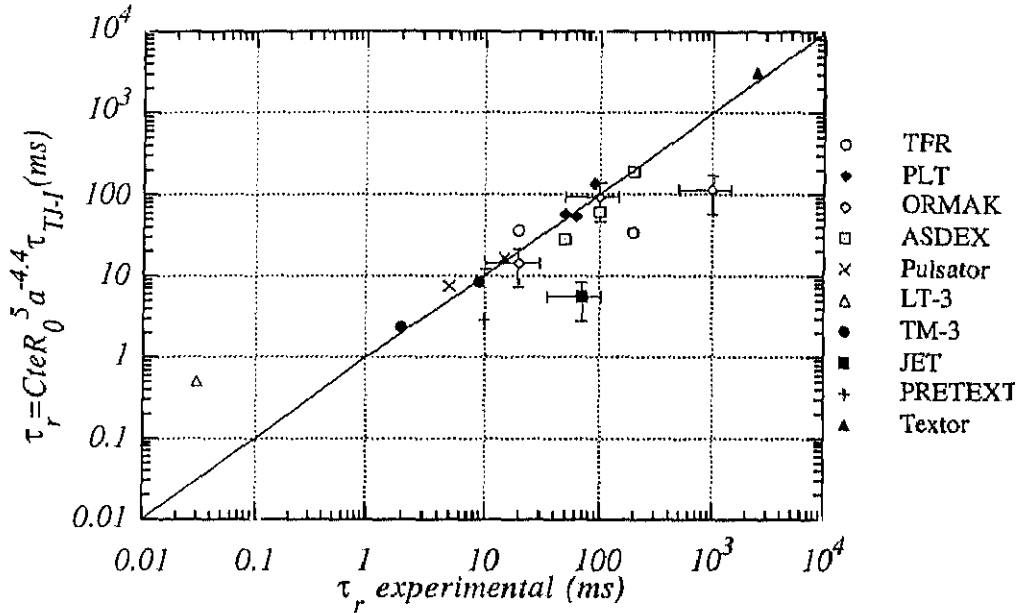
medido los espectros de los rayos X duros con detectores de BGO, también durante la inducción de corriente por radiofrecuencia y se deduce el coeficiente de difusión de los electrones rápidos. En JET, también durante LHCD, se mide el tiempo de difusión de los electrones "runaways" usando simultáneamente un conjunto de 10 detectores de CsI(Tl), llamado FEB (Fast Electron Bremsstrahlung), que ven a lo largo de cuerdas radiales una sección del plasma, y detectores de la emisión ciclotrónica de los electrones [85]. En otro experimento, y por emisión ciclotrónica del electrón, también con LHCD, se determina el coeficiente de difusión de los electrones "runaways" puestos en evidencia por la inyección de una bala de  $D_2$ .  $D_r$  se mide a lo largo de una cuerda que atraviesa la mitad del radio menor ( $r/a=0.5$ ) [86]. En el tokamak RTP, se ha utilizado la emisión ciclotrónica del plasma, para determinar el coeficiente de difusión durante LHCD, en torno a  $r/a=0.5$  y para electrones del orden de 50 keV [87]. En Textor, la energía y el tiempo de confinamiento se deducen de la radiación sincrotrón producida por los propios electrones rápidos [14,88]. En TEXT el valor del coeficiente de difusión en el borde se obtiene a partir del análisis de los dientes de sierra en los rayos X blandos y duros [64], también indican el valor de la energía de los electrones medida en el borde y se compara, en la referencia [89], el transporte en TEXT con el de un dispositivo de campo invertido (Reversed Field Pinch), el ZT40, y el del stellarator ATF. El estudio de los electrones desacoplados por fotoactivación se realizó también en TFR, de donde se dedujeron sus energías y tiempos de confinamiento para dos campos magnéticos distintos [90].

En la tabla V-II resumimos los principales parámetros de estas máquinas así como los resultados relevantes para los electrones rápidos. Los datos han sido extraídos de las referencias aquí citadas. Calculamos los tiempos de confinamiento a partir de la fórmula (III-17), si tenemos todos los parámetros de la descarga o con la fórmula (V-1) si nos faltan la temperatura electrónica  $T_e$  y  $Z_{eff}$ , ya que la dependencia con  $(T_e^{-0.07} Z_{eff}^{-0.02})^{-0.91}$  es muy débil. Para ajustar el valor calculado, que llamamos  $\tau_{rTJ-I}$ , a los datos experimentales,  $\tau_{r exp}$ , obtenidos en las otras máquinas tenemos que introducir dos parámetros que hasta ahora estaban fijos en el TJ-I: el radio mayor  $R_0$  y el radio menor  $a$ . El ajuste viene dado por la expresión

$$\tau_{rTok} = \left( \frac{R_0}{R_0^{TJ-I}} \right)^{5.0 \pm 0.0} \left( \frac{a}{a^{TJ-I}} \right)^{-4.4 \pm 0.0} \tau_{r TJ-I} \quad (V-14)$$

y se representa en la figura V-23 frente a los valores experimentales.

Una vez calculado  $\tau_{rTok}$  según la fórmula V-14, podemos calcular  $D_{rTok}$  según la fórmula (III-21) a modo de ilustración, ya que no sabemos cuales son los perfiles de generación de los electrones desacoplados en las distintas máquinas. Estos valores aparecen en la tabla V-II junto con los valores medidos  $D_{r exp}$ .



**Figura V-23.** Ajuste de los tiempos de confinamiento de otros tokamaks a la ley de escala para el TJ-I, teniendo en cuenta los radios mayores y menores de cada máquina.

En general, los tiempos de confinamiento se ajustan bien a los valores obtenidos con las expresiones correspondientes a TJ-I. Obtenemos resultados bastante próximos a los medidos incluso en máquinas donde existía un calentamiento adicional: con inyección de neutros, en ASDEX, o calentamiento a la frecuencia ciclotrónica electrónica en RTP, o inducción de corriente por radiofrecuencia, como en PLT, TORE SUPRA y Textor. En algunos casos, los tiempos de confinamiento medidos en algún tokamak no coinciden con el valor deducido usando la expresión (V-16). En JET el tiempo de confinamiento que deducimos para una energía de 225 keV es menor que el reseñado en [86], lo que lleva a pensar que los electrones "runaways" ganan energía por otro mecanismo que la simple aceleración en el campo eléctrico que considera

nuestra ley de escala. En efecto, si los electrones desacoplados ganan energía por interacción con la radiofrecuencia, y este fenómeno no afecta a la tensión por vuelta, la expresión (V-14) no reflejará el mecanismo adicional. Además, la presencia de microturbulencias de tipo magnético, como se sugiere en [86], también puede ser una causa del aumento de  $\tau_r$ , como hemos visto en nuestros resultados experimentales. En TFR se indica una subida considerable del tiempo de confinamiento al pasar el campo magnético de 3 a 4 T, sin que varíe ningún otro de los parámetros macroscópicos del plasma y [90] lo relaciona con la posible presencia de turbulencia magnética. En ORMAK [34] se explicó la existencia de  $\tau_r$  elevados debida a la turbulencia magnética.

En líneas generales estos resultados indican que si los procesos de transporte en el plasma se reflejan por cambios en espectro de rayos X y en la tensión por vuelta, nuestro modelo, desarrollado en el capítulo III, dará siempre un valor adecuado del tiempo de confinamiento de los electrones desacoplados. Las diferencias entre este valor y los  $\tau_r$  medidos darán cuenta de mecanismos adicionales que harán que  $\tau_r$  sea superior al valor esperado, como pueden ser fenómenos de interacción electrón-onda en el caso LHCD, o la presencia de fluctuaciones magnéticas que los electrones sean capaces de promediar.

Para poder identificar estos mecanismos habrá que estudiar en cada caso la dependencia de los tiempos de confinamiento o de los coeficientes de difusión o del nivel de turbulencia magnética con otros parámetros del plasma, como el campo magnético, la intensidad de corriente o el factor de seguridad.

#### Coeficientes de difusión obtenidos en otras máquinas y retrasos entre dientes de sierra.

Las medidas realizadas en PLT y Pulsator [62] muestran que la dependencia de  $\Delta t_r$  con el campo magnético para bajas densidades es creciente y, además, que los cocientes de sus retrasos  $\Delta t_r$  son proporcionales a los cocientes de los cuadrados de sus radios menores. En nuestro caso la relación se transforma en:

$$\Delta t_r(\text{para TJ-I}) = \Delta t_r(\text{para otras máquinas}) \left( a_{\text{TJ-I}}^2 / a_{\text{otras máquinas}}^2 \right) \quad (\text{V-15})$$

Si utilizamos esta expresión para comparar nuestros resultados con los ya existentes en otras máquinas obtenemos la dependencia con el campo magnético que se indica en la figura V-

24, donde se representa el valor de  $\Delta\tau_r$  corregido por el factor  $(a_{TJ-I}^2 / a_{\text{otras máquinas}}^2)$  en función del campo magnético medido en cada una de ellas.

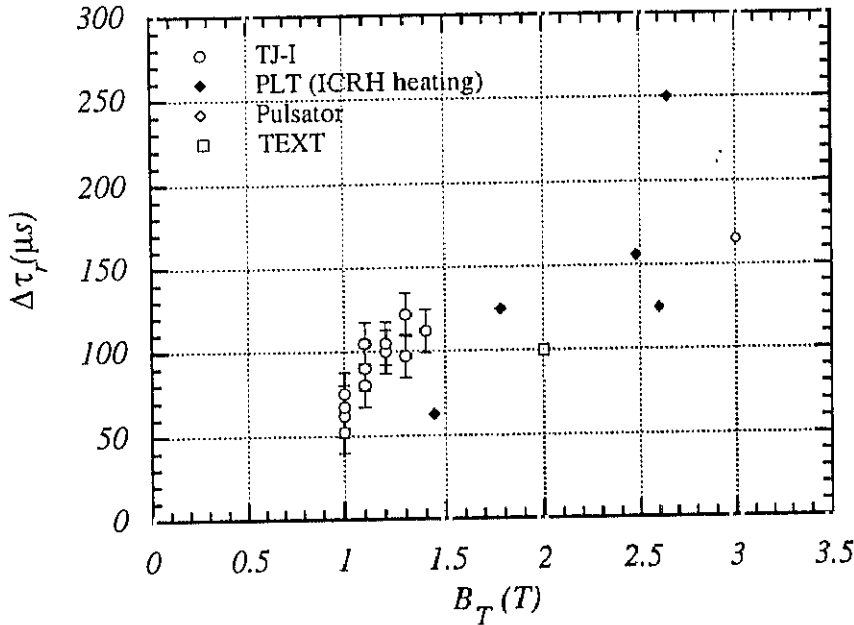


Figura V-24. Valores del retraso  $\Delta\tau_r$  en función del campo magnético toroidal, para el TJ-I y el valor que se deduce según la ley (V-9) para otras máquinas.

La evolución de  $\Delta\tau_r$  con  $B_T$  que obtenemos indica que  $\Delta\tau_r$  es poco dependiente del tipo de calentamiento, puesto que en la gráfica se incluyen datos de calentamiento óhmico y calentamiento a la frecuencia ciclotrónica iónica (ICRH), y que está esencialmente relacionado con el campo magnético y el radio menor, como ya indicaba Barnes en [62]. La comparación de los valores de  $D_r$  no es posible puesto que no tenemos indicaciones de la posición de los radios de inversión en estos tokamaks, que nos permitirían deducir sus constantes de Fredrickson.

En resumen, el tiempo de confinamiento calculado con nuestro modelo para otras máquinas está en buen acuerdo con los valores experimentales medidos por diferentes métodos, siendo necesaria la inclusión de factores geométricos como los radios mayor y menor. La existencia de fluctuaciones magnéticas puede explicar la diferencia en los casos en los que los tiempos de confinamiento medidos son mayores que los deducidos. Por otro lado, el comportamiento de los retrasos en los dientes de sierra entre rayos X duros y blandos es similar al medido en otras máquinas con distintos campos magnéticos.

Tokamaks	Referencias	B <sub>T</sub> (T)	n <sub>e</sub> x 10 <sup>18</sup> (m <sup>-3</sup> )	V <sub>L</sub> (V)	T <sub>e</sub> (keV)	Z <sub>eff</sub>	I <sub>p</sub> (kA)	R <sub>o</sub> (m)	r (m)	ε <sub>r</sub> (keV)	τ <sub>r</sub> exp (ms)	τ <sub>r</sub> Tok (ms) (V-14)	D <sub>r</sub> Tok (m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ) (III-21)	D <sub>r</sub> exp (m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> )
TFR (OH)	90	3.0	25.0	2	2	3	150	0.98	0.25	2000	20	36	0.3	
TFR (OH)	90	4.0	30.0	2	2	8	150	0.98	0.25	2000	200	34	0.3	
PLT (LHCD)	13	2.4	5.00	0.05	1	5	180	1.32	0.4	100	50	57	0.5	
PLT (OH)	83	2.4	40.0	1	1	1	350	1.32	0.4	8000	90	137	0.2	
PLT (OH)	83	2.4	10.0	1.4	1	1	350	1.32	0.4	3200	62	53	0.5	
ORMAK (OH)	29	1.2	0.940	4	0.5	2	75	0.8	0.23	1600	20	14	0.7	
ORMAK (OH)	29	1.2	5.00	2	0.5	2	75	0.8	0.23	8000	100	93	0.1	
ORMAK (OH)	29	1.2	5.00	2	0.5	2	75	0.8	0.23	10000	1000	114	0.08	
ASDEX (OH)	82	2.8	16.0	2	3	3	200	1.65	0.4	800	50	28	1.	0.3
ASDEX (LHCD)	82	2.8	15.0	0.5	1.5	3	420	1.65	0.4	250		38	0.8	0.5
ASDEX (OH)	82	2.8	35.0	0.5	3	3	400	1.65	0.4	1750	200	189	0.2	0.3
ASDEX (NBI)	82	2.8	30.0	1	3	3	400	1.65	0.4	1000	100	60	0.5	0.3
PULSATOR (OH)	28	3.0	35.0	3.7	0.8	5.9	60	0.7	0.11	80	5	7	0.3	
PULSATOR (OH)	28	2.8	1.70	3.2	0.7	5	65	0.7	0.11	100	15	16	0.1	
LT-3 (OH)	56	0.40	30.0	15	0.1	3	10	0.4	0.08	70	0.03	0.5	2.	5
TM-3 (OH)	12	3.5	1.50	1	0.3	3	30	0.4	0.08	15	2	2	0.5	
TM-3 (OH)	12	1.0	1.50	1	0.3	3	70	0.4	0.08	60	9	8	0.1	
LT-4 (OH)	57	0.60	70.0	2	0.3	3	60	0.5	0.1	400		15	0.1	
LT-4 (OH)	57	2.7	10.0	1	0.6	3	100	0.5	0.1	500		47	0.04	
ALCATOR C (LHCD)	49	8.0	40.0	0.3	3.5	3	160	0.64	0.16	200		20	0.2	
ALCATOR C (LHCD)	49	8.0	70.0	0.6	3.5	3	180	0.64	0.16	180		9	0.5	
ALCATOR C (LHCD)	49	8.0	30.0	2	3.5	3	80	0.64	0.16	290		5	1	
ALCATOR C (LHCD)	49	8.0	30.0	5	3.5	3	140	0.64	0.16	60		0.5	9	
TEXT (OH)	89	2.0	80.0	2.5	0.8	3	400	1	0.28	1000		9.	1.5	1
JET (LHCD)	85	2.8	14.5	1	5	2	3000	2.96	1	225	70	5.	33.	8
PRETEXT (OH)	81	1.0	8.00	3.7	0.15	2	30	0.53	0.15	400	10	3	1.5	1
PRETEXT (OH)	81	1.0	10.0	3.7	0.15	2	30	0.53	0.15	2000	10	12	0.3	0.1
TORESUPRA (LHCD)	84	3.9	20.0	0.1	3	2	700	2.36	0.78	60		14	8.	10
Textor (OH)	88	2.2	12.0	0.8			375	1.75	0.46	35000	2500	1713	0.02	
RTP (OH)	87	2.2	25.0	1.6	1.2	1	90	0.72	0.16	50		2.5	1.9	0.7
RTP (LHCD)	87	2.2	30.0	0.4	0.7	3	90	0.72	0.16	50		9.	0.5	0.7

Tabla V-II

**CONCLUSIONES**



En este trabajo se expone el desarrollo de una técnica para el estudio del confinamiento de los electrones desacoplados en plasmas generados en el tokamak TJ-I, a partir del análisis de los rayos X duros que dichos electrones producen por frenado en su interacción con el plasma o con las paredes de dicho dispositivo.

Este estudio está motivado tanto por la necesidad de clarificar los mecanismos de transporte de partículas y energía en plasmas tipo tokamak como por la posibilidad de hacerlo a partir de la determinación de las propiedades de confinamiento de los electrones desacoplados existentes en los mismos.

Con este objetivo, se ha desarrollado un modelo simplificado de la dinámica de los electrones desacoplados que incluye la viscosidad del plasma e introduce el tiempo de confinamiento  $\tau_r$ , como parámetro que define las pérdidas de dichos electrones. Este modelo permite simular la función de distribución de velocidades para estos electrones y deducir el espectro de energías para la radiación X de alta energía generada en el dispositivo.

La aplicación de este modelo a los parámetros del TJ-I ha permitido formular una ley de escala para  $\tau_r$  como función de los parámetros del plasma y de la pendiente del espectro de energías de los rayos X duros.

Los modelos previamente existentes, basados en la resolución de la ecuación de Fokker-Planck o en las ecuaciones del centro guía, deducen propiedades de la población de electrones desacoplados, tales como el ritmo de generación o su función de distribución, pero no permiten el paso desde una magnitud de medida directa, como es la pendiente del espectro de rayos X duros, a los parámetros de confinamiento de dichos electrones sin consumir un tiempo prohibitivo de ordenador. El método resumido en la presente memoria tiene la ventaja de ser rápido y sencillo, permitiendo una aplicación directa e inmediata a los datos experimentales.

Para la obtención de los espectros, se han montado detectores de centelleo de NaI (TI) (debidamente calibrados utilizando fuentes de  $\text{Cs}^{137}$  y  $\text{Co}^{60}$ ) que han permitido estudiar el

---

CONCLUSIONES

comportamiento de los electrones desacoplados en plasmas dentro de un amplio rango de valores del campo magnético toroidal, de la corriente, y de la densidad. Los espectros obtenidos pueden agruparse en dos categorías: a) normales, con una única pendiente y b) anómalos, que comprenden espectros redondeados en la zona de bajas energías con una única pendiente a energías más altas, y espectros con dos pendientes diferentes. El tiempo de confinamiento deducido,  $\tau_r$ , varía entre 0.2 y 1 ms para los espectros normales y la primera pendiente de los anómalos; y entre 0.5 y 2.5 ms para los redondeados y las segundas pendientes. A partir del tiempo de confinamiento se determina para todos los casos el coeficiente de difusión  $D_r$ , promediado radial y temporalmente, pesado por el perfil de generación de electrones desacoplados.  $D_r$  varía entre 2 y 10  $\text{m}^2\text{s}^{-1}$  para los espectros normales y entre 0.5 y 3  $\text{m}^2\text{s}^{-1}$  para los espectros anómalos.

Calculando la deriva de los electrones desacoplados para cada descarga se ha determinado que los espectros anómalos aparecen en TJ-I cuando dicha deriva es superior a 1 cm. El valor umbral de la energía para la aparición de la segunda pendiente de los espectros anómalos puede proporcionar una estimación de la extensión radial de la turbulencia magnética. De acuerdo con esta interpretación de los efectos de la turbulencia magnética sobre el confinamiento de electrones desacoplados, y a partir de los datos experimentales, se han podido determinar las características de dicha turbulencia: amplitud, longitud de correlación radial y coeficiente de difusión de las líneas de campo, para los plasmas de TJ-I. Se puede también estimar el factor de promedio que introduce dicha turbulencia en el coeficiente de difusión de los electrones desacoplados e inferir el valor de dicho coeficiente. Estos valores corresponden también a valores promediados. Los valores obtenidos de  $D_r$  están en buen acuerdo con los obtenidos directamente a partir de  $\tau_r$  y las características de la turbulencia magnética son compatibles con las deducidas por otros métodos para el borde del plasma, con sondas, o su interior, por técnicas de espectroscopía.

Detectores de NaI(Tl), trabajando en modo corriente, permitieron registrar el flujo de rayos X duros. Dicho flujo presenta oscilaciones en forma de dientes de sierra cuyo retraso, respecto al mismo tipo de fluctuaciones en el flujo de rayos x blandos, permite determinar el

coeficiente de difusión de los electrones desacoplados,  $D_r$ . La comparación del valor así obtenido con el deducido a partir de  $\tau_r$  usando las pendientes de los espectros de rayos X duros y la ley de escala resultante de las simulaciones con el modelo anteriormente citado, ha sido satisfactoria en todas las descargas del tokamak TJ-I analizadas que exhibiesen dientes de sierra en el flujo de rayos X de alta energía. Se obtiene así una confirmación independiente del método desarrollado en este trabajo.

Por último, haciendo uso de los datos existentes sobre electrones desacoplados en distintos dispositivos, hemos generalizado nuestro modelo a cualquier tokamak deduciendo una nueva ley de escala que incluye los factores geométricos característicos de cada uno de ellos. Se ha verificado que los valores de las magnitudes deducidas aplicando nuestro método están en excelente acuerdo con los determinados por otros métodos experimentales. La aplicación de esta ley a futuros tokamaks puede dar una estimación del confinamiento de electrones desacoplados en los mismos.

**REFERENCIAS**

- 1-Miyamoto K., Nuclear Fusion **18**, 243 (1978).
- 2-Artsimovich L.A., Nuclear Fusion **12**, 215 (1972).
- 3-ATF Team, Final Report (1994).
- 4-Equipe TFR, Nuclear Fusion **16**, 3 (1976).
- 5-JET Team, Plasma Physics and Controlled Fusion **33**, 1453 (1991).
- 6-Cattanei G. et al., Plasma Physics and Controlled Fusion Research **II** (Proceedings of the 9<sup>th</sup> IAEA International Conference Baltimore, 1982), 241 (1983).
- Hartfuss H., 21<sup>st</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. En prensa. Montpellier (1994).
- 7-Robinson D.C. et al., 20<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics **17C-III**, 1041. Lisboa (1993).
- 8-Pardo C., Zurro B., Report CIEMAT **610**. Madrid (1986).
- 9-Pacios L., Guasp J., Vega J., Review of Scientific Instruments **63**, 4806 (1992).
- 10-Equipe TFR, Nuclear Fusion **18**, 3 (1978).
- 11-Stevens J. et al., Nuclear Fusion **25**, 11 (1985).
- 12-Alikaev V.V., Soviet Journal of Plasma Physics **1**, 4 (1975).
- 13-Von Goeler S. et al., Nuclear Fusion **25**, 11 (1985).
- 14-Jaspers R. et al., 19<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. **16C-I**, 155. Innsbruck (1992).
- 15-Fidone I., Granata G., Physics of Plasmas **1**, 1264 (1994)
- 16-Berger N.J., Seltzer S.M., Nuclear Instruments and Methods **10**, 317 (1972).
- 17-Knoll G.F., "Radiation detection and measurement". John Wiley and Sons. New York (1989).
- 18-Israel H.I., Nuclear Instruments and Methods **91**, 141 (1971).
- 19-Vega J.A., Review of Scientific Instruments **61**, 3268 (1990).
- 20 -Vega J.A., "Rayos X blandos" Memoria de Licenciatura en Ciencias Físicas. U.C.M (1985).

- 21-García Arribas A., Navarro A., Report Interno FT-86/1, JEN. Madrid (1985).
- 22-Vega J.A., Navarro A., 18<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics **15C-II**, 29. Berlin (1991).
- 23-Soler M., Callen J.D., Nuclear Fusion **19**, 703 (1979).
- 24-Dreicer H., Physical Review Letters **115**, 238 (1959).
- 25-Fussman G., Report IPP **III/30**. Garching (1976).
- 26-Fussman G., Nuclear Fusion **19**, 3 (1979).
- 27-Connor J.W., Hastie R.J., Nuclear Fusion **15**, 415 (1975).
- 28-Sesnic S., "Course on plasma diagnostics and data acquisition systems". (Eubank A. and Sindoni E. eds.) Editrice Compositori, Bologna. Varenna, Italia (1975).
- 29-Knoepfel H., Spong D.A., Nuclear Fusion **19**, 6 (1979).
- 30-Spong D.A., Ph. D. Thesis. Report **ORNL/TM-5147** (1976).
- 31-Cohen R.H, Physics of Fluids **19**, 239 (1976).
- 32-Gurevich A.V., Dimant Y.S., Nuclear Fusion **18**, 629, (1978).
- 33-Zweben S.J., **ORNL/TM 6216**. También en Nuclear Fusion **18**, 1679 (1978).
- 34-Mynick H.E., Strachan J.D., Physics of Fluids **24**, 4 (1981).
- 35-Gurevich A.V., Zybin K., Istomin Yu.N., Nuclear Fusion **27**, 3 (1987).
- 36-Miyamoto K., "Plasma Physics for Nuclear Fusion" The MIT press, Cambridge, USA (1985).
- 37-Karney C.F.F., **PPPL-2290**. USA (1985).
- 38-Kruskal M.D., Bernstein I.B., Physics of Fluids **7**, 407 (1964).
- 39-Kulsrud R.M. et al., Physical Review Letters **31**, 690 (1973).
- 40-Lebedev A.N., JETP **48**, 1393 (1965).
- 41-Gurevich A.V., JETP **39**, 904 (1964).
- 42-Willey J.C. et al., Physics of Fluids **23**, 2193 (1980).
- 43-Castejón F. Tesis Doctoral : "Teoría lineal de la absorción de microondas en plasmas de fusión" U.C.M. (1989).

- 44-Zweiben S.J. et al., Nuclear Fusion **20**, 477 (1980).
- 45-Rodríguez-Yunta A. Comunicación privada.
- 46-Jiménez S., Vázquez L., Applied Mathematical Comptutations **25**, 20 (1988).
- 47-Landau L.D., Lifshitz E.M., Física Teórica. Tomo II. PERGAMON Press. Oxford (1982).
- 48-Fuchs V., Cairns R.A., Leshmore Davies C.N., Physics of Fluids **29**, 9 (1986).
- 49-Knoepfel H. " Course on Diagnostics for Controlled Fusion Experiments". (Eubank A. and Sindoni E. eds.) Editrice Compositori, Bologna. Varenna, Italia (1978).
- 50-Texter S., Knowlton S.L., Porkolab M., Takese Y., Nuclear Fusion **26**, 10 (1986).
- 51-Heitler W., "The quantum Theory of Radiation". Clarendon Press. Oxford (1966).
- 52-Dickinson W.C, Lent E.M, UCRL-50442. USA (1979).
- 53-Kovalev V.P et al., Atomnaya Energiya **31**, 3 (1971).
- 54-Hisdal E., Physical Review **105**, 6 (1951).
- 55-Elwert G., Haug E., Physical Review **183**, 90 (1969).
- 56-Strachan J.D., Nuclear Fusion **16**, 5 (1976).
- 57-Cheetman et al., Nuclear Fusion **23**, 12 (1983).
- 58-Equipe TFR, Plasma Physics and Controlled Fusion Research I (Proceedings of the 6<sup>th</sup> IAEA International Conference Berchtesgaden, 1976), 279 (1977).
- 59-Pardo C., Rodríguez-Yunta A., 19<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics **16C-I**, 99. Innsbruck (1992).
- 60-Equipe TFR, 7<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics **I**, 132. Lausanne (1975).
- 61-Equipe TFR, Nuclear Fusion **17**, 6 (1977).
- 62-Barnes C.W., Strachan J. D., Nuclear Fusion **22**, 1090 (1982).
- 63-Fussman G. et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research I (Proceedings of the 7<sup>th</sup> IAEA International Conference Innsbruck, 1978), 411 (1979).
- 64-Myra J.R., Catto J., Physics of Fluids B **5**, 1 (1993).
- 65-Kadomtsev B.B., Soviet Journal of Plasma Physics **1**, 710 (1975).

- 66-Fredrickson E.D. et al., Nuclear Fusion **26**, 849 (1986).
- 67-Rodríguez L., Navarro A., 14<sup>th</sup> Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics **11D-I**, 236. Madrid (1987).
- 68-Parail V.V., Pogutse O., Nuclear Fusion **18**, 3 (1978).
- 69-Goldston J., Plasma and Controlled Fusion **1A**, 87 (1984).
- 70-Pardo C., Zurro B., Anales de Física serie B **82**, 290 (1986).
- 71-Myra J.R., Catto P.J., Physics of Fluids B **4**, 1 (1992).
- 72-Takamura Y., Physical Review Letters **56**, 19 (1986).
- 73-Kawashima H. et al., Journal of Plasma Fusion Research **70**, 8 (1994).
- 74-Castejón F., Rodríguez Rodrigo L., 21<sup>st</sup> Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Montpellier (1994). En prensa.
- 75-Hidalgo C. et al., Nuclear Fusion **30**, 717 (1990).
- 76-Zurro B., Vega J.A., Castejón F., Physical Review Letters **69**, 2919 (1992).
- 77-Zurro B. et al., 20<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics **17C-I**, 36, Lisboa (1993).
- 78-Zweben S.J. et al., Nuclear Fusion **18**, 1679 (1978).
- 79-Graessle D.E., Prager S.C., Dexter R.N., Physical Review Letters **62**, 535 (1989).
- 80-Rodríguez-Rodrigo L. et al., Nuclear Fusion **34**, 5 (1994).
- 81-Eckstrand S.A., Ph. D. Thesis. Universidad de Texas. Austin USA. FRCR#219 (1981).
- 82-Kwon O.J. et al., Nuclear Fusion **28**, 1931 (1988).
- 83-Barnes C.W., **PPPL-1794** (1981).
- 84-Peysson Y., Nuclear Fusion **33**, 8 (1993).
- 85-Froissard P. et al., 18<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics **15C-III**, 389. Berlin (1991).
- 86-Gondhalekar A., 19<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics **16C-I**, 147. Innsbruck (1992).



87-Schokker B.C. et al., 18<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics **15C-I**, 125. Berlin (1991).

88-Jaspers R. et al., Nuclear Fusion **33**, 12 (1993).

89-Wotton A.J. et al., Plasma Physics and Controlled Fusion, **34**, 13 (1992).

90-Altmann M., Thèse. Université Paris-Sud. Centre d'Orsay (1982).

**APENDICES**

Como hemos visto, las medidas de rayos X duros con el detector de NaI(Tl) no son un diagnóstico directo de la física de los electrones desacoplados. Este estudio exige que la descarga esté perfectamente documentada. Describimos aquí algunos de los diagnósticos utilizados. Anotamos en los pies de página las referencias relacionadas con este apéndice. Por lo general son diagnósticos de uso extendido y se puede encontrar información de tipo general sobre ellos por ejemplo en las referencias<sup>1,2</sup>.

## 1-MONITORES FIJOS

La similitud de las señales que dan estos monitores permite establecer, de una descarga a otra, el criterio de reproductibilidad de la descarga, necesario a la hora de acumular espectros para obtener una buena estadística.

### a) Medida de presión.

Tanto la presión de vacío de la cámara, como la presión de Hidrógeno (u otros gases) antes y durante la descarga tokamak son parámetros indispensables para controlar la operación del tokamak. Se miden con manómetros de ionización.

### b) Medidas de campos magnéticos, eléctricos e intensidad de corrientes.

#### Tensión por vuelta

La caída de tensión en una espira colocada alrededor del tokamak da la medida de la tensión por vuelta en el plasma, con una calibración de 20 V por voltio de tensión medida en el sistema de adquisición de datos (SAD) del TJ-I [9], en una primera aproximación. Si se quiere ser estricto, hay que considerar que esta medida incluye voltajes inductivos generados por los transitorios de corriente de la descarga y de la variación con el tiempo de la inductancia del plasma :

<sup>1</sup>Hutchinson I.H., "Principles of Plasma Diagnostics". Cambridge University Press (1987).

<sup>2</sup>Chen F.F., "Introduction to Plasma Physics". Plenum Press New York and London (1981).

$$V_L = RI_p + (L_{\text{ext}} + L_{\text{int}}) \frac{dI_p}{dt}$$

$$\text{donde } L_{\text{ext}} = \mu_0 R \left( \ln \frac{8R}{a} - 2 \right), \quad L_{\text{int}} = \mu_0 R I_i \quad \text{y} \quad I_i = \frac{\int_0^a r B_p^2(r) dr}{a^2 B_p^2(a)}$$

$V_L$  es la tensión por vuelta medida y  $RI_p$  es la tensión en el plasma.  $I_i$  depende del perfil de corriente. Para un perfil parabólico, en el TJ-I  $L_{\text{int}} = 3.8 \times 10^{-7}$  H,  $L_{\text{ext}} = 4.4 \times 10^{-7}$  H. Sin embargo podemos considerar la medida de la tensión por vuelta en el máximo de corriente como el valor medio de la tensión en toda la descarga. A partir de este valor se deduce el campo eléctrico medio de la descarga ( $E = V_L / 2\pi R_0$ ).

#### Intensidad de corriente en el plasma, campos magnéticos toroidal, vertical y radial.

*Intensidad de corriente.* La intensidad de corriente  $I_p$  se mide integrando la señal de una bobina tipo Rogowsky<sup>1</sup>, que responde con una variación de tensión a la variación de flujo magnético poloidal que produce la variación de corriente en el plasma. Esta calibrada: 1V corresponde a 22 kA de corriente en el plasma en el SAD.

*El campo magnético toroidal.* Se deduce de la medida de la corriente en el circuito mediante bobinas de Rogowsky.

Para las medidas globales de los demás campos también se utilizan solenoides como las bobinas de Rogowski.

#### Actividad magnetohidrodinámica

Se determina mediante bobinas de Mirnov<sup>1</sup>, solenoides pequeños cuyo eje se coloca orientado según el campo magnético poloidal. Utilizando una bobina central de Mirnov sólo se tiene una idea cualitativa del estado del plasma, pero ésta permite rechazar las descargas con disrupciones internas.

### c) Medidas de radiación

#### Monitor de emisión $H_{\alpha}$

Este monitor mide la emisión de la línea de Balmer  $\alpha$  del hidrógeno a lo largo de una cuerda radial del plasma. Sirve para comprobar la preionización y da una medida orientativa de la cantidad de gas inyectado. Con una calibración absoluta, y conocido el reciclado de la pared, este tipo de monitor se utiliza para estudio de flujos globales de protones y definición del tiempo de confinamiento global de estas partículas  $\tau_p$ <sup>3</sup>.

#### Piroeléctricos

Existen tres detectores piroeléctricos en el TJ-I sensibles a todo el espectro desde el infrarrojo hasta los rayos X blandos. En ausencia de medidas por dispersión Thomson se ha utilizado este diagnóstico, unido a los datos de densidad y tensión por vuelta, para definir  $Z_{\text{eff}}$ <sup>4</sup>.

#### Bolómetros

Un conjunto de bolómetros de Ge, sensibles a radiación en un amplio rango espectral, permite obtener un perfil radial de la radiación total del plasma<sup>5</sup> y también sirve para juzgar la reproducibilidad de la descarga.

#### Monitor de flujo total de rayos X duros.

Este monitor se ha descrito anteriormente como el detector  $HX_{\text{tot}}$

### d) Medida de la densidad electrónica del plasma

Para caracterizar el plasma se utiliza la densidad media de línea  $\bar{n}_e$ , medida con un interferómetro de 2 mm de longitud de onda, con detección homodina. La traza total de la densidad está calibrada en  $0.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} / \text{V}$ . Las franjas en desfase de  $\pi/2$  se utilizan para descartar señales espurias<sup>6</sup>.

<sup>3</sup>Tabarés F. et al., Journal of Nuclear Materials 176 & 177, 899 (1990).

<sup>4</sup>Zurro B. et al., 12<sup>th</sup> Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. 9F-I, 10. Budapest (1985).

<sup>5</sup>Ochando M. A. "Diagnostics for Contemporary Fusion Experiments". (Stott P.E., Akulina D.K., Gorini J., Sindoni E., eds.) Editrice Compositori Bologna. Varenna, Italia (1991).

<sup>6</sup>Martín R., Manero F., Report JEN. FTN 84/3. Madrid (1985).

## 2-OTROS DIAGNOSTICOS

### a) Reflectometría

Para definir densidades locales o perfiles de densidad se utiliza un reflectómetro de microondas funcionando en modo  $X^7$ , con un barrido en frecuencia en la banda de 30-50 GHz. El reflectómetro funcionando a frecuencia fija da además los niveles de fluctuaciones de densidad en el punto interior del plasma donde se refleja el haz de microondas<sup>8</sup>.

### b) Medida espectroscópica de ensanchamiento Doppler de líneas de impurezas del plasma.

Esta medida se realiza a través de una ventana lateral de cuarzo del TJ-I que permite el acceso óptico a toda la sección poloidal del plasma para longitudes de onda superiores a 190 nm. El dispositivo experimental está formado por un sistema óptico que comprende un prisma hexagonal que permite obtener resolución espacial y un monocromador. El conjunto se describe con detalle en<sup>9</sup>. Este diagnóstico permite medir la temperatura de las impurezas del centro del plasma y también deducir niveles de turbulencia magnética en el interior de la columna de plasma [76].

### c) Técnica de ablación por laser

La inyección de partículas de impurezas mediante la ablación por laser incidente sobre una lámina de prueba situada en el borde, introduce en el plasma una perturbación en la radiación y la densidad. Para nuestra interpretación de los resultados nos interesan en particular las medidas del tiempo de confinamiento de las impurezas  $\tau_i$  y de los electrones  $\tau_e$  que pueden deducirse por este método<sup>10</sup>.

### e) Sondas electrostáticas y magnéticas.

#### Medidas electrostáticas

Para medir en el borde del plasma la densidad y la temperatura de los electrones y el potencial flotante del plasma se utilizan sondas de Langmuir. Estas sondas soportan valiosa

<sup>7</sup>Anabitarte E. et al., Journal of Physics D **21**, 1384 (1988).

<sup>8</sup>Estrada T. et al., Review Scientific Instruments **61**, 10 (1990).

<sup>9</sup>Zurro B. et al., Review Scientific Instruments **59**, 1509 (1988a).

<sup>10</sup>Zurro B. et al., Plasma Physics and Controlled Fusion **30**, 1767 (1988b).

información en el estudio de las características de las fluctuaciones electrostáticas en el borde del plasma, y su efecto en el transporte de las partículas [75].

Medidas magnéticas

Sondas de tipo Mirnov, pequeños solenoides, pueden ser utilizadas para medidas locales de campos magnéticos en el borde del plasma. Estas sondas dan cuenta de las fluctuaciones microscópicas de los campos magnéticos. En particular hemos considerado aquí los resultados de las amplitudes relativas de fluctuación de los campos radial y poloidal  $\frac{\tilde{B}_r}{B_T}$  y  $\frac{\tilde{B}_p}{B_T}$  [76].

En la figura AI-1 se esquematiza la distribución de los diferentes diagnósticos en el TJ-I, visto desde arriba. Los sectores están numerados de 1 a 6 y alrededor del toro se representan las tapas de acceso a la cámara de vacío: los rectángulos corresponden a la tapa lateral (L) y los trapecios a las tapas inferiores y superiores.

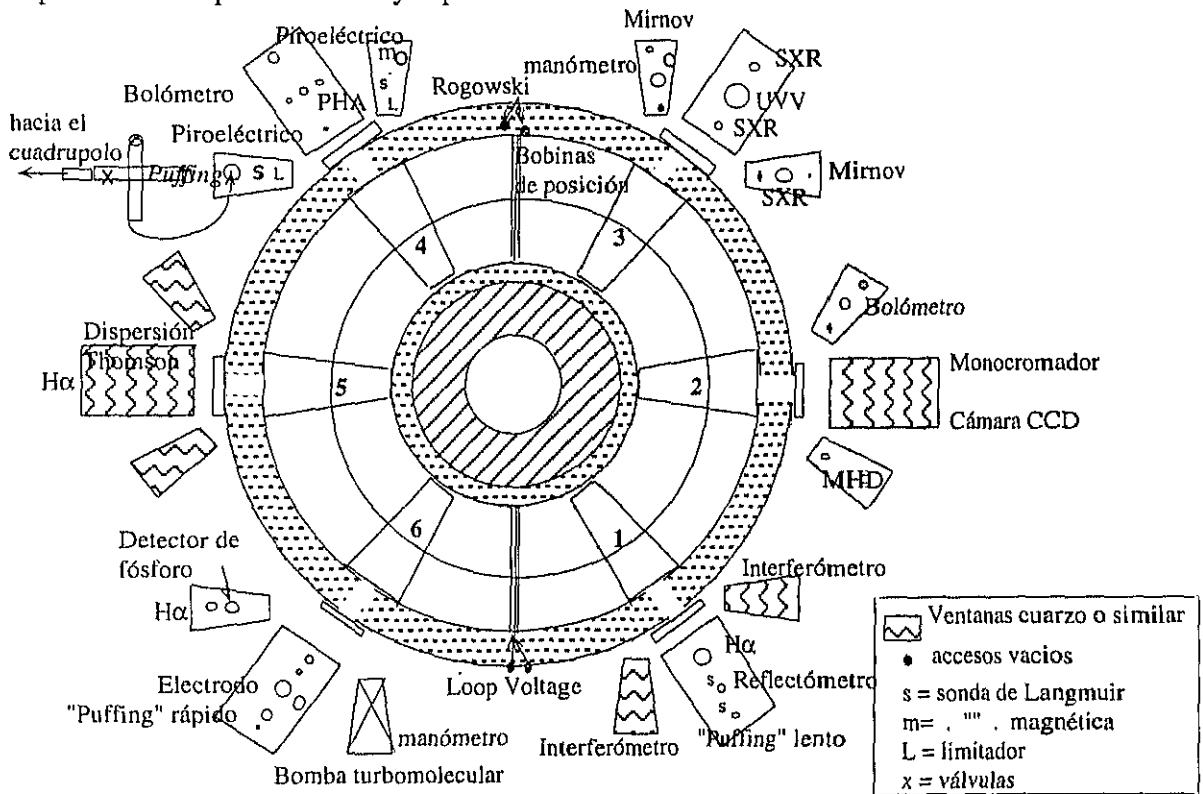
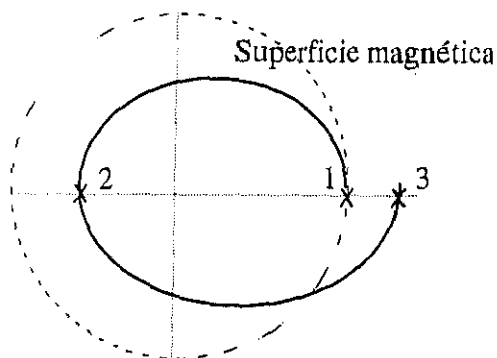


Figura AI-1

Reproducimos aquí la figura II-8, que utilizamos para deducir el sistema (II-16) y la fórmula de la deriva (II-25) [45].



Nos interesa calcular  $(r_3 - r_1)$ . Llamaremos  $\tau$  el tiempo que tarda el "runaway" en pasar del punto 2 al punto 3, en la proyección poloidal de una trayectoria toroidal.

Siendo  $R$  el radio mayor,  $r$  el radio menor,  $E$  el campo eléctrico,  $p_T$  la cantidad de movimiento toroidal,  $A_\phi$  el potencial vector,  $\gamma$  la corrección relativista, y las demás magnitudes las representadas en las figuras II-6 y II-7, el momento cinético en el punto 2 es:

$$m_0 \gamma_2 v_{||2} = m_0 \gamma_1 v_{||1} - eE\tau \quad (\text{AII-1})$$

y el momento angular toroidal :  $L = R p_T = R(m\gamma v_T + eA_\phi)$  (AII-2)

donde  $\psi_p = 2\pi R A_T$  es el flujo magnético poloidal y  $\frac{\partial \psi_p}{\partial r} = 2\pi R B_p$ , lo que nos da utilizando la fórmula (I-2):

$$L = (R_0 + r \cos \theta) m_0 \gamma v_{||} + eB_T \int_0^r \frac{dr' r'}{q(r')}$$

$L$  varía aproximadamente como  $\frac{dL}{dt} \approx -R_0 eE$ .

Podemos escribir, por conservación del momento angular que en el tiempo  $\tau$ :

$$L = (R_0 + r_1) m_0 \gamma_1 v_{||1} + eB_T \int_0^{r_1} \frac{dr' r'}{q(r')} = (R_0 - r_2) m_0 \gamma_2 v_{||2} + eB_T \int_0^{r_2} \frac{dr' r'}{q(r')} + R_0 eE\tau \quad (\text{AII-3})$$

Utilizando la identidad AII-1 despejamos  $r_2$ :



VIII

$$r_2 = r_1 \frac{eB_T \frac{r_1}{q_2} + m_0 \gamma_1 v_{||1}}{eB_T \frac{r_1}{q_1} - m_0 \gamma_1 v_{||1} + eE\tau} \quad (\text{AII-4})$$

en la expresión (AII-3) se ha sustituido  $\int_{r_1}^{r_2} \frac{dr' r'}{q(r')} \approx (r_2 - r_1) \frac{r_1}{q_1}$ .

Haciendo lo mismo para  $r_3$  tenemos :

$$r_3 = r_2 \frac{eB_T \frac{r_2}{q_2} - m_0 \gamma_2 v_{||2}}{eB_T \frac{r_2}{q_2} + m_0 \gamma_2 v_{||2} - eE \tau} \quad (\text{AII-5})$$

De la expresión (AII-4) y (AII-5) despreciando  $\frac{eE\tau}{m_0 \gamma v_{||}}$  y considerando en consecuencia que

$\frac{r_1}{q_1} \approx \frac{r_2}{q_2}$ , obtenemos :

$$r_3 - r_1 = r_1 \frac{2eE\tau}{eB_T \frac{r_1}{q_1} + m_0 \gamma_1 v_{||1}} \quad (\text{AII-6})$$

Para tiempos mucho mayores que  $\tau$ , la deriva del electrón "runaway" se puede escribir como:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{2eEr}{eB_T \frac{r}{q} + m_0 \gamma v_{||}}, \quad \text{donde} \quad \frac{d(m_0 \gamma v_{||})}{dt} = -eE.$$

El sistema se puede resolver por integración numérica. Escogiendo el radio de nacimiento, la energía inicial para cada trayectoria y el campo eléctrico de aceleración obtenemos los resultados representados en la figura II-9.

La deriva es independiente del campo magnético toroidal ya que  $q = \frac{r}{R} \frac{B_T}{B_p}$ , aunque

depende del perfil de corriente que varía con  $B_p$ .

Generalmente, tenemos

$$eB_T \frac{r}{q} \gg m_0 \gamma v_{||},$$

en consecuencia

$$\frac{dr}{dt} = \frac{2eEr}{eB_T \frac{r}{q}} \approx \frac{2Eq}{B_T}$$

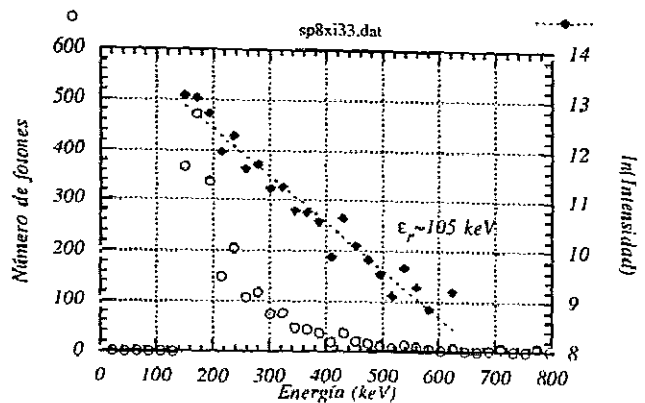
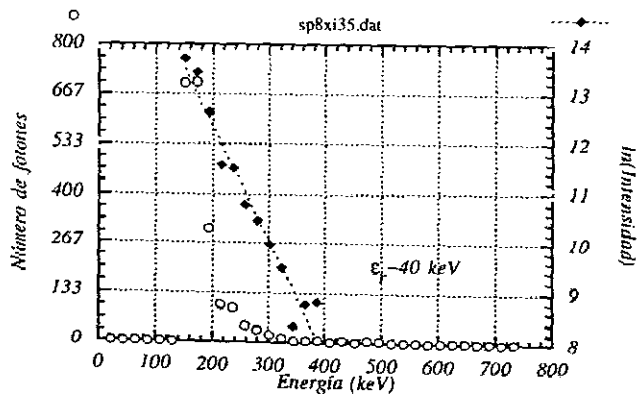
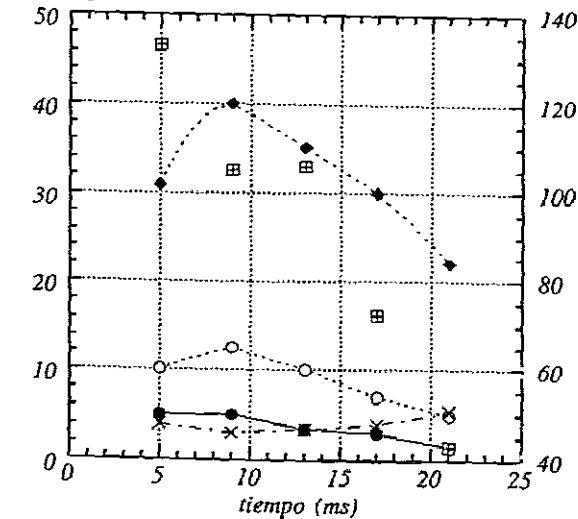
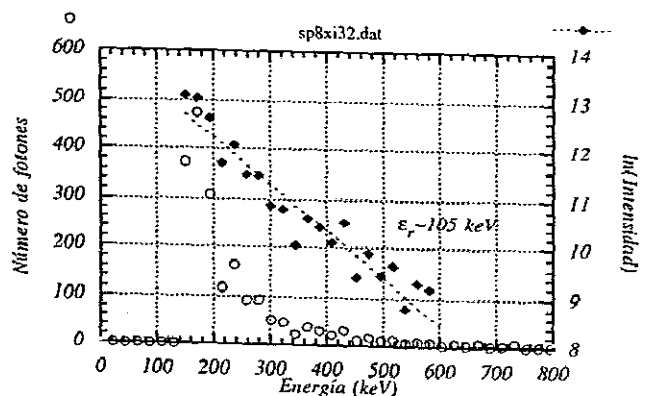
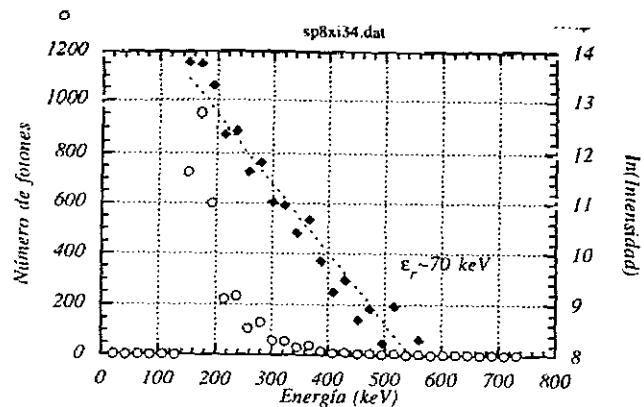
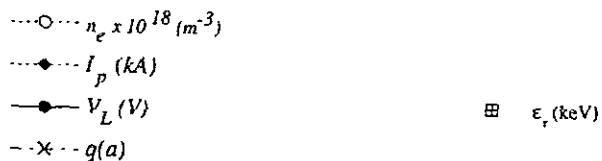
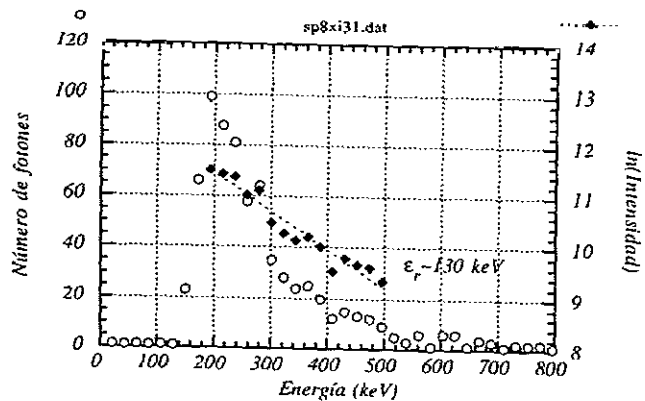
## IX

y como  $q$  es una función del radio menor  $q \approx \frac{B_T}{E} f(r)$ , tenemos que  $\frac{dr}{dt} \approx 2f(r)$  es una función independiente del campo eléctrico, lo que explica que en la figura II-9, el tiempo de escape sea prácticamente independiente de  $\bar{E}$ , que sólo afecta el valor final de la energía del electrón al llegar a la pared del tokamak.

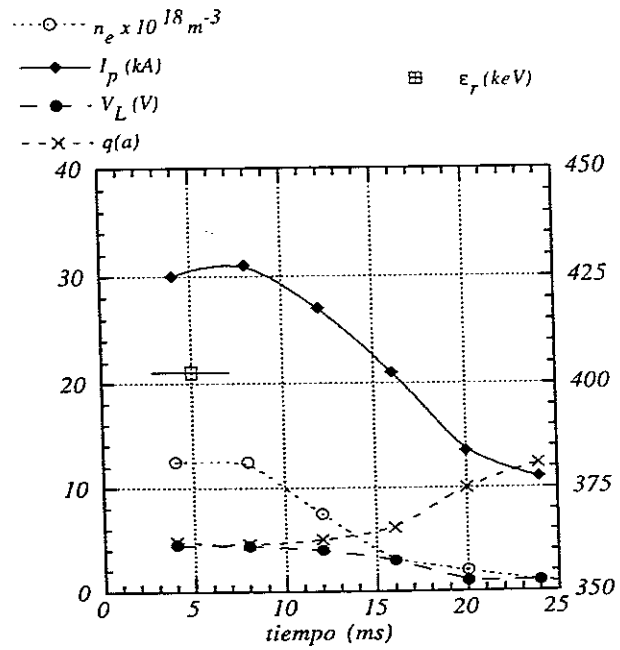
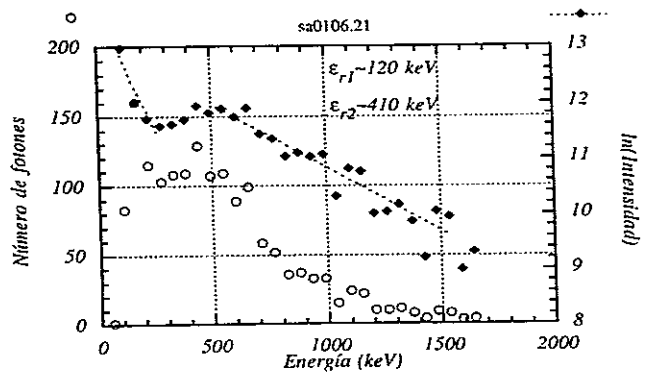
## APENDICE III

## DESCRIPCION DE LAS DESCARGAS

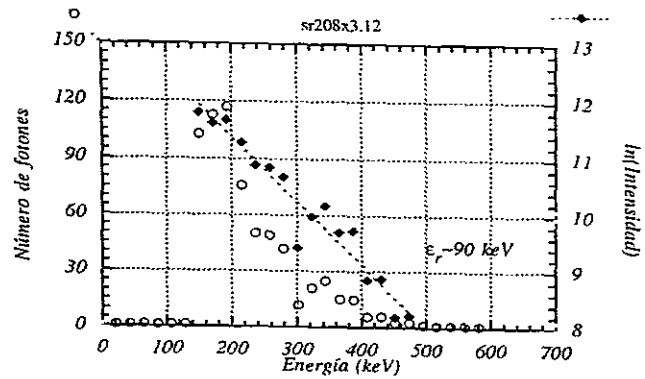
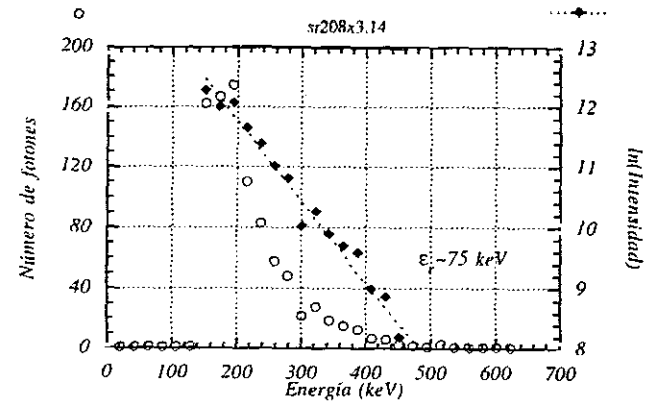
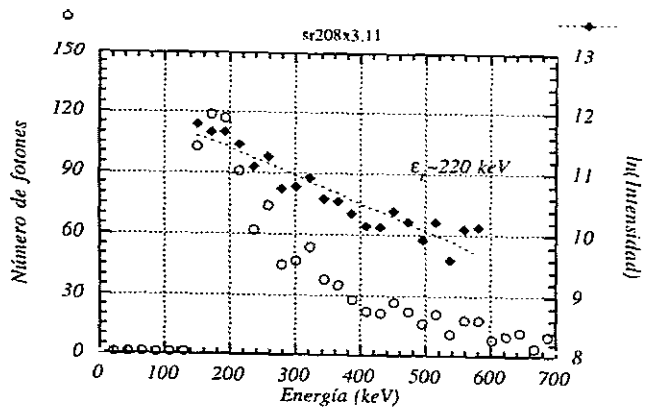
Presentamos en este apéndice algunos de los espectros que han sido utilizados en este trabajo. Cada serie de descargas se compone de entre uno a seis espectros promediados por lo general en 4 ms y 10 descargas, que corresponden a la evolución temporal de la radiación X dura a lo largo de las descargas. En el centro de los espectros se representan los valores medios para cada intervalo de tiempo, de la corriente  $I_p$ , de la densidad  $\bar{n}_e$ ; de la tensión del plasma y del factor de seguridad  $q(a)$ , así como la energía media de los electrones desacoplados.



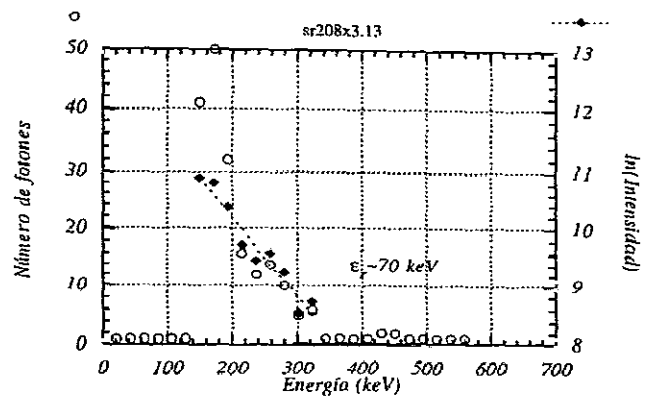
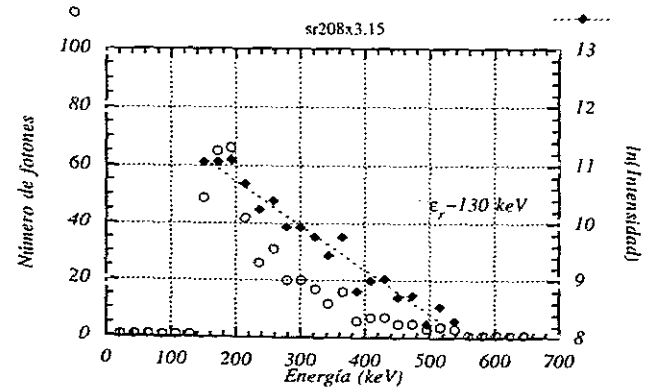
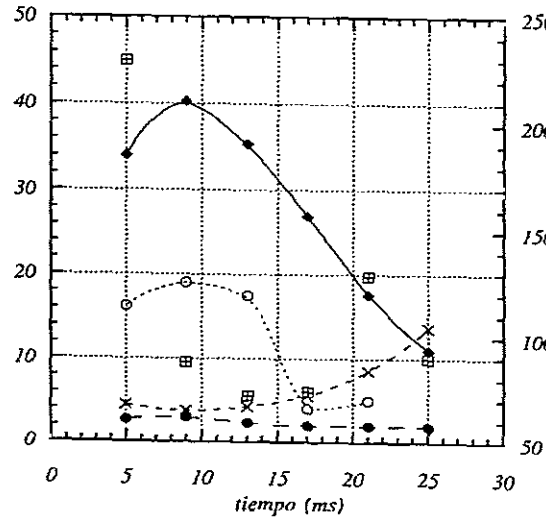
$B_T = 0.8 \text{ T}$   
 10 descargas acumuladas



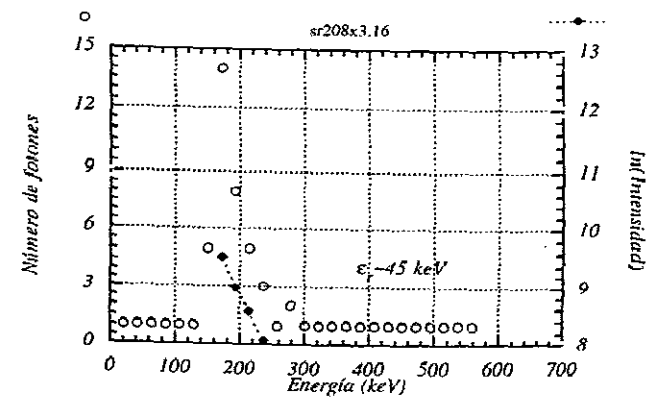
$B_T = 0.9 \text{ T}$   
 9 descargas acumuladas

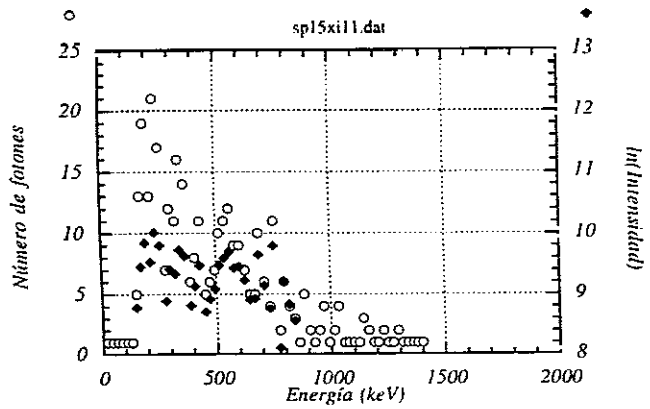


- $n_e \times 10^{18} (m^{-3})$
- ◆  $I_p (kA)$
- $V_z (V)$
- ×  $q(a)$
- ⊠  $\epsilon_r (keV)$

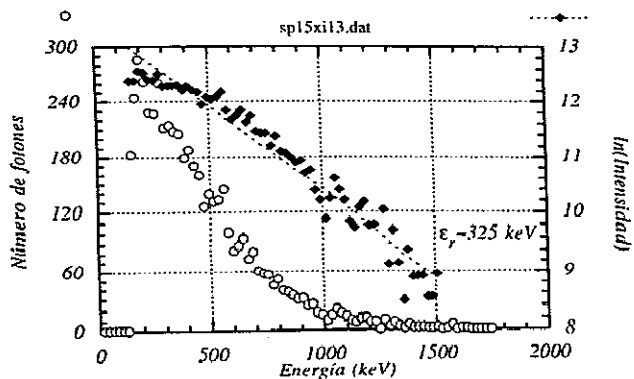
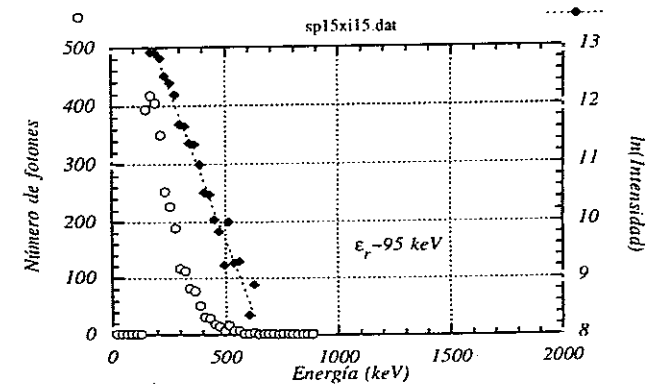
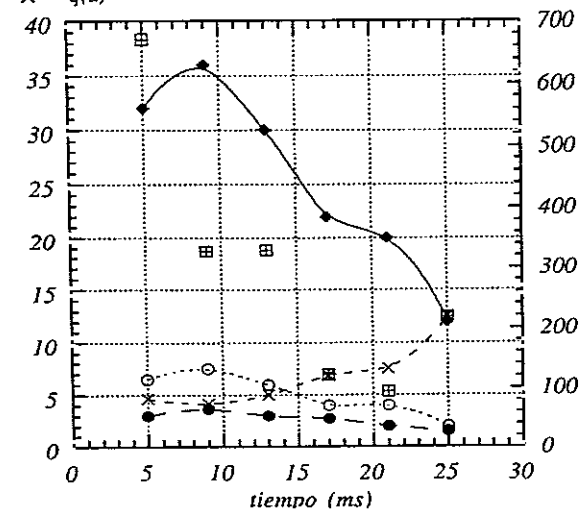
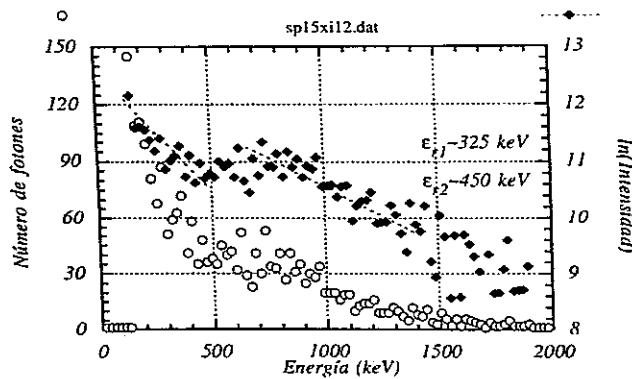
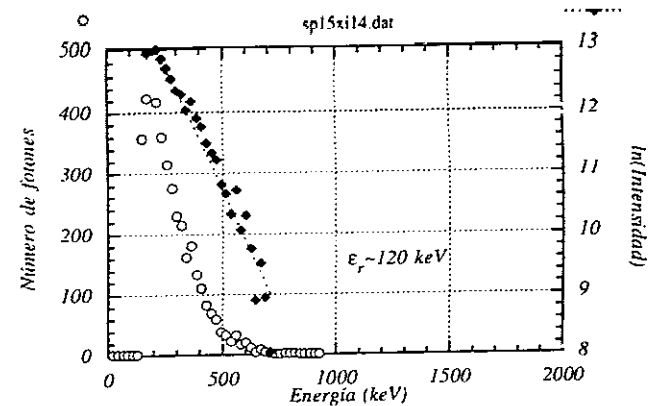


$B_T = 1 T$   
9 descargas acumuladas

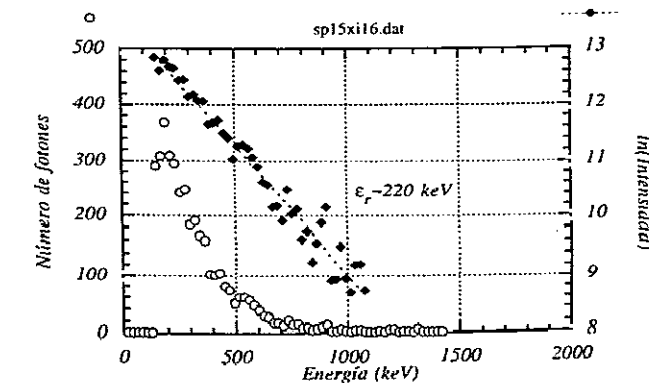


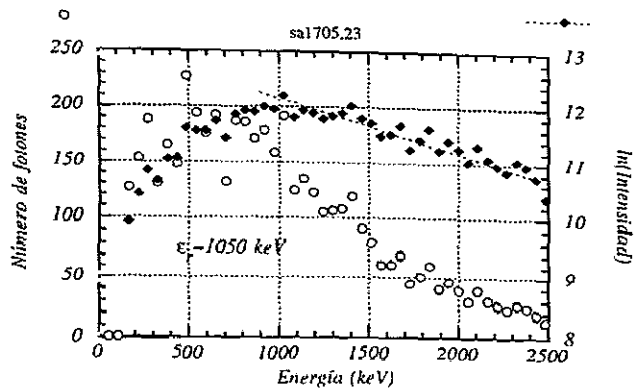
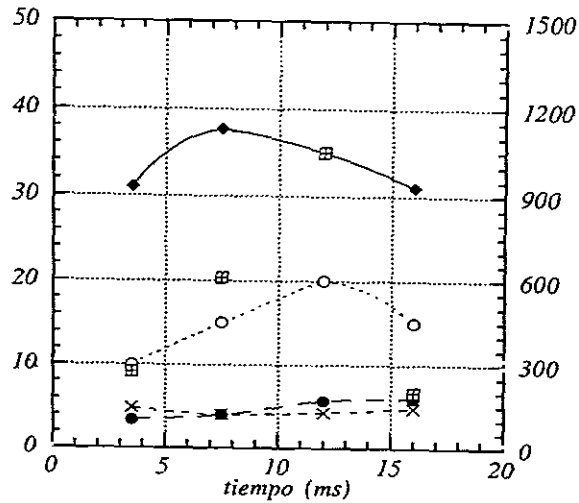
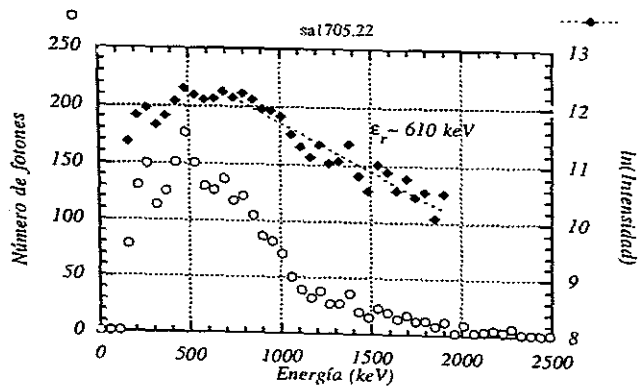
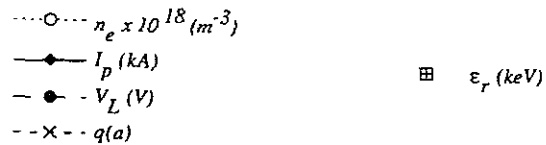
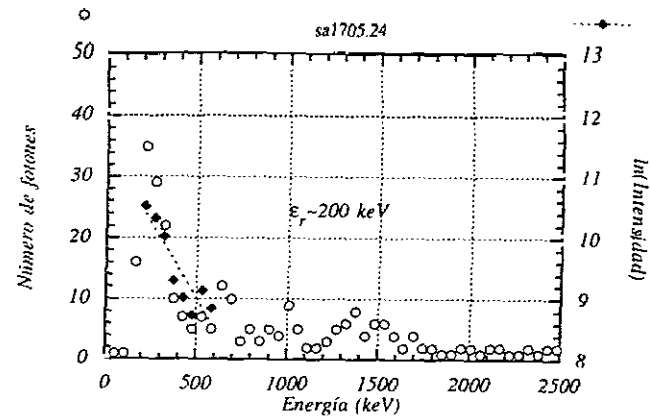
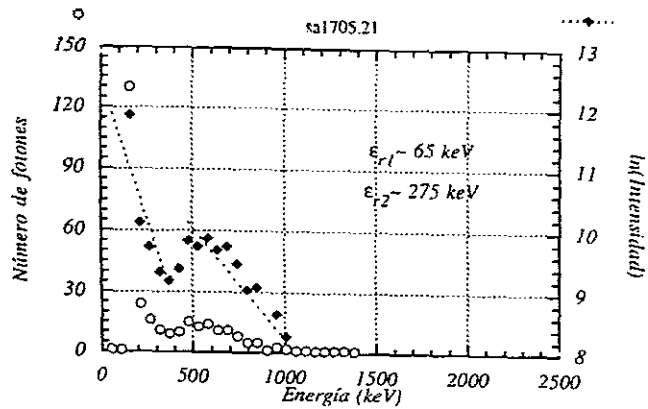


- $n_e \times 10^{18} (m^{-3})$
- ◆  $I_p (kA)$
- $V_L (V)$
- ×  $q(a)$
- ▣  $\epsilon_r (keV)$



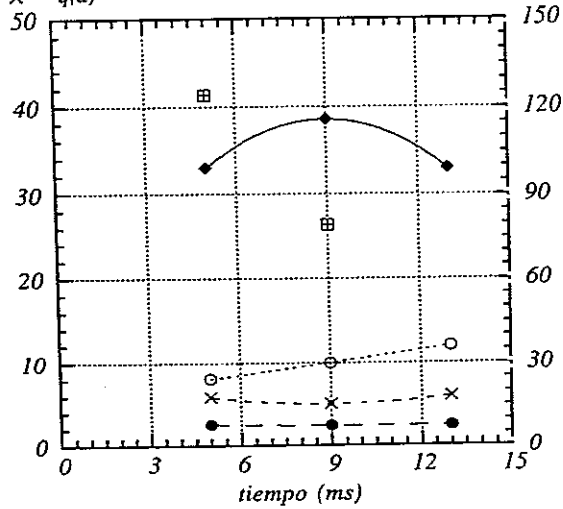
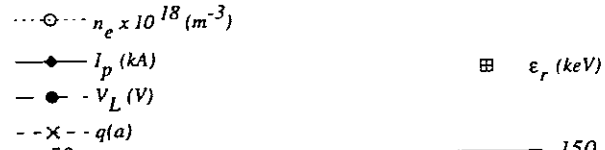
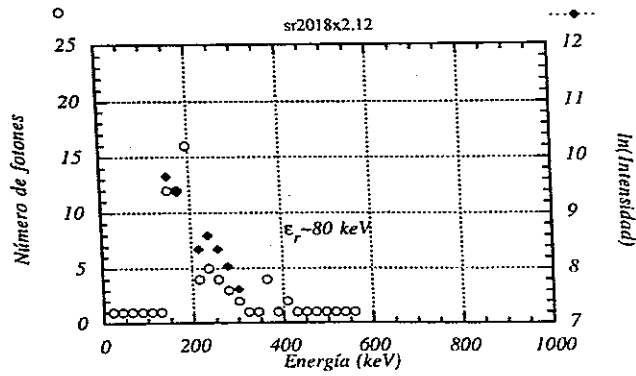
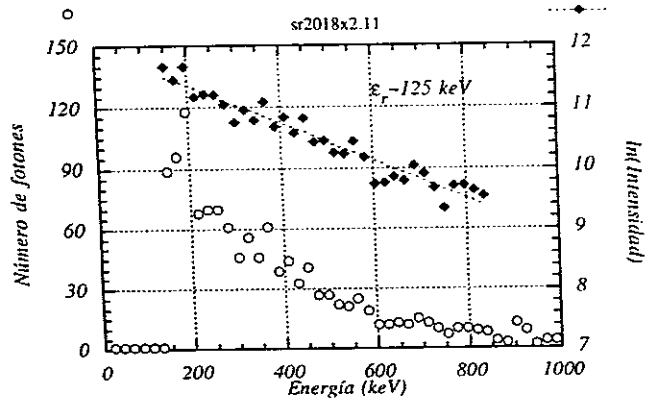
$B_T = 1 T$   
10 descargas acumuladas



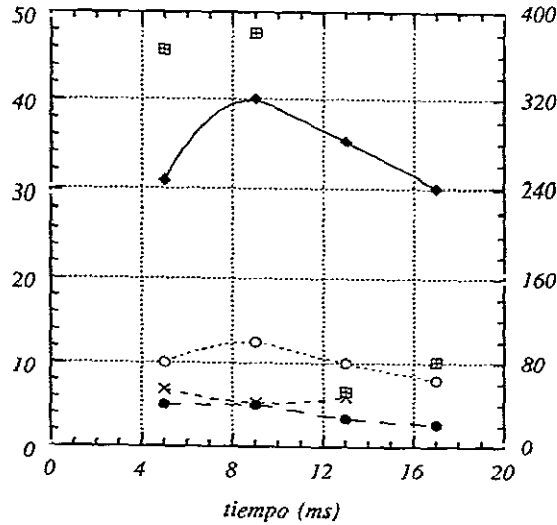
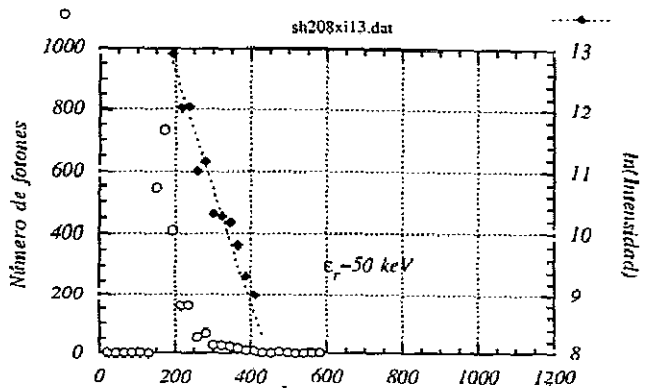
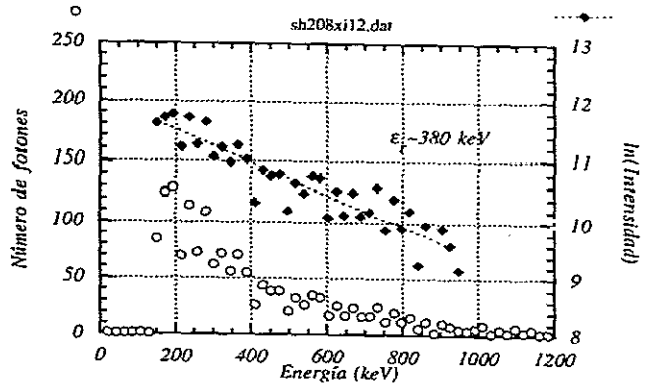
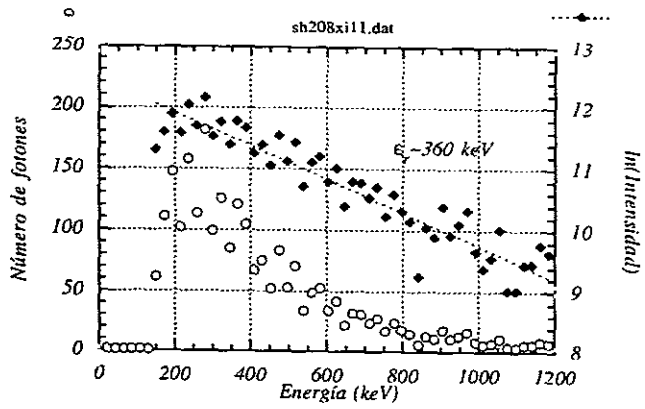


$B_T = 1 \text{ T}$   
7 descargas acumuladas

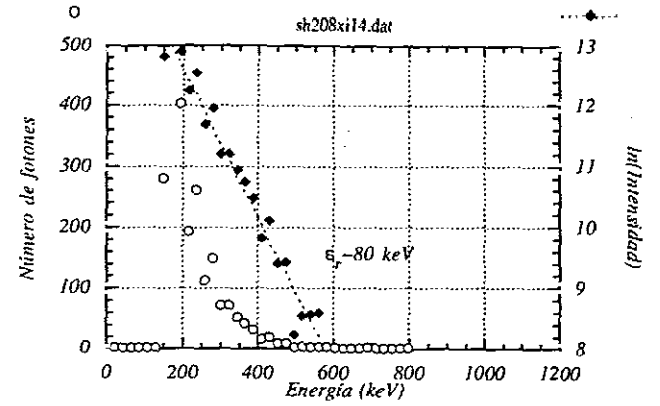




$B_T = 1.3 \text{ T}$   
 10 descargas acumuladas



$B_T = 1.4 \text{ T}$   
 12 descargas acumuladas



**PUBLICACIONES RELACIONADAS CON ESTA TESIS EN CONGRESOS Y  
REVISTAS INTERNACIONALES**

- L.Rodríguez, A.P. Navarro.** "Runaway electron confinement studies in TJ-I tokamak." 13<sup>th</sup> Conference on Controlled Fusion and Plasma Heating **10 C-I**, 272. Schliersee (1986).
- L.Rodríguez, A.P. Navarro.** "Runaway fluctuations in TJ-I tokamak." 14<sup>th</sup> Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics **11D-I**, 236. Madrid (1987).
- L.Rodríguez, L. Vázquez, A.P. Navarro.** "2D Model for runaway dynamics in tokamaks using a conservative scheme. Application to TJ-I tokamak." 16<sup>th</sup> Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics **13 B-I**, 213. Venecia (1989).
- L. Rodríguez, J. Vega.** "Fluctuation studies in TJ-I tokamak." 17<sup>th</sup> Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics **14 B-I**, 22. Amsterdam (1990).
- L. Rodríguez, A.P. Navarro.** "Scaling properties of runaway electrons in TJ-I tokamak". 18<sup>th</sup> Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics **15 C-I**, 65. Berlin (1991).
- L. Rodríguez, J. Vega, A. Rodríguez-Yunta, F. Castejón.** "Runaway transport study from its bremsstrahlung radiation spectra and its sawtooth behaviour in TJ-I tokamak". 20<sup>th</sup> Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics **17 C-I**. Lisboa (1993)
- L. Rodríguez-Rodrigo, F. Castejón.** "Characterization of magnetic turbulence through HXR spectra". 21<sup>th</sup> Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Montpellier (1994). En prensa.
- L. Rodríguez-Rodrigo, A. Rodríguez-Yunta, F. Castejón, J. Vega, C. Pardo, A.P. Navarro.** "Runaway transport studies in the TJ-I tokamak". Nuclear Fusion **34**, 5 (1994).
- L. Rodríguez-Rodrigo, F. Castejón.** "Characterization of magnetic turbulence through hard X-ray spectra in TJ-I tokamak". Enviado a Physical Review Letters.