

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS
Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear



**CARACTERIZACIÓN DE LOS PLASMAS DE TJ-II Y SUS
POBLACIONES SUPRATÉRMICAS CON
DIAGNÓSTICOS DE RAYOS X**

**MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR
PRESENTADA POR**

Francisco Medina Yela

Bajo la dirección de la doctora:
María A. Ochando García

Madrid, 2007

ISBN: 978-84-669-3118-2

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

Facultad de Ciencias Físicas

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear

Caracterización de los plasmas de TJ-II y sus poblaciones supratérmicas con diagnósticos de rayos x

Memoria presentada por

Francisco Medina Yela

Para optar al Grado de Doctor

Bajo la dirección de la Doctora: **María A. Ochando García**

Madrid, 2007

A mi familia

A Marian

RESUMEN

En esta memoria se presenta la caracterización de las poblaciones electrónicas en los plasmas de TJ-II, utilizando dos diagnósticos de rayos x diseñados “ad hoc”:

- un diagnóstico de tomografía de rayos x con 80 canales divididos en 5 cámaras (3 de ellas colocadas en el interior de la cámara de vacío), que contienen conjuntos de filtros para la elección de la zona espectral de interés en cada caso.
- un diagnóstico para determinar el espectro de energía en el rango de energía de los rayos x que incluye múltiples filtros y colimadores y la capacidad de realizar barridos radiales por estar montado sobre una bancada móvil.

Dependiendo de las condiciones de calentamiento de los plasmas, se han podido separar hasta tres poblaciones distintas de electrones: la térmica, la supratérmica de baja energía y la supratérmica del alta energía en plasmas calentados por ECRH. Hasta la fecha, en los plasmas calentados únicamente por NBI, sólo se ha detectado la presencia de la población térmica.

El estudio de los rayos x emitidos por los electrones que pertenecen a cada una de estas poblaciones electrónicas, ha permitido obtener información de parámetros y características notables del plasma.

1) Población térmica o maxwelliana: temperaturas entre 0.3 y 1.5 keV.

- Se ha estudiado con el diagnóstico de tomografía la evolución temporal de la distribución espacial de la emisividad de plasmas calentados con ECH, NBI y ECH+NBI.
- Esto ha permitido la localización experimental de las islas magnéticas asociadas a la racional $4/2$, así como la determinación de su tamaño y dinámica.
- Tras la adaptación del código IONEQ, se ha podido determinar el valor de Z_{eff} y calcular la evolución temporal del perfil radial de densidad electrónica, cuando se dispone de perfiles de temperatura representativos de la población térmica.
- El espectro de la radiación emitida por esta población ha permitido obtener la temperatura electrónica en plasmas calentados por NBI y, en casos favorables, en los calentados por ECRH. También ha permitido la identificación de varias impurezas presentes en el plasma.

2) Población supratérmica de baja energía: temperaturas de 2 a 4 veces la térmica.

- La energía característica de estos electrones, así como su número, es función inversa de la densidad electrónica.
- Estos electrones son generados en el centro del plasma.

- En su mayoría, estos electrones están atrapados en los rizados del campo magnético y, por tanto, su tiempo de confinamiento es muy corto, menos de 1 ms.
- Las trayectorias de escape de estas partículas, observadas experimentalmente, están en pleno acuerdo con las predichas por los resultados de cálculos teóricos de órbitas realizados hasta la fecha.
- Se ha determinado que los flujos de electrones supratérmicos, o pérdidas convectivas, son asimétricos toroidalmente, hecho que no permite descartarlos como sumidero de energía relevante en TJ-II.

2) Población supratérmica de alta energía: energías características entre 20 y 80 keV

- La energía característica de estos electrones, así como su número, es función inversa de la densidad electrónica.
- Estos electrones son en su mayoría circulantes y su tiempo de confinamiento es muy largo, del orden de 50 ms.

Se ha determinado que los electrones de alta energía tienden a localizarse espacialmente en las proximidades de las cadenas de islas. Este resultado puede ser de gran utilidad para comprender las causas de algunas anomalías bien conocidas en los perfiles de emisión de impurezas en plasmas de fusión. La “sobreionización” observada parece tener relación con la distribución radial anómala de los estados de carga de algunas impurezas y ésta con la presencia de poblaciones supratérmicas.

CARACTERIZACIÓN DE LOS PLASMAS DE TJ-II Y SUS POBLACIONES SUPRATÉRMICAS CON DIAGNÓSTICOS DE RAYOS X

1	INTRODUCCIÓN	9
1.1	Energía de fusión nuclear	9
1.2	El estelarátor TJ-II	11
2	CONSIDERACIONES TEÓRICAS	21
2.1	Calentamiento por ECRH y generación de electrones supratérmicos	21
2.1.1	Propagación de microondas	22
2.1.2	Absorción de microondas	24
2.1.3	Electrones atrapados en rizado el de campo magnético	27
2.1.4	El rizado de campo magnético de TJ-II	29
2.1.5	Electrones supratérmicos	30
2.1.1	Técnicas de reconstrucción tomográfica de la emisividad de rayos x	32
2.2.1	El problema de la reconstrucción tomográfica	33
2.2.2	Algoritmo de Cormack-Granetz	34
2.2.3	EBITA (Equilibrium-Based Iterative Tomography Technique)	37
2.2.4	Descomposición en valores singulares SVD (Single Value Decomposition)	40
2.2	Simulación de la emisión de R X Blandos en TJ-II	43
2.3.1	Código IONEQ (Ion Equilibrium)	45
3	DISEÑO DE UN SISTEMA MULTICANAL DE TOMOGRAFÍA DE RAYOS X BLANDOS PARA TJ-II	47
3.1	Detectores	49
3.2	Disposición de los detectores	51
3.3	Diseños finales y ubicación en la cámara de vacío de TJ-II	52
3.4	Colimadores	55
3.5	Carruseles de filtros	55
3.6	Aislamiento eléctrico	57
3.7	Apantallamiento	58
3.8	Amplificadores y cableado del sistema	58
3.9	Materiales	59
3.10	Calibración relativa y absoluta de las cámaras de rayos x	59

3.11	Resultados experimentales	60
4	DISEÑO DE UN DIAGNÓSTICO DE ESPECTROSCOPIA EN EL RANGO DE LOS R X BLANDOS.....	71
4.1	Componentes y características del diagnóstico	75
4.2	Vacío diferencial con filtro separador	75
4.3	Filtros y colimadores.....	76
4.4	Procesado de los datos	77
4.5	Análisis de los datos (Obtención de espectros y evaluación de la Te).....	78
4.6	Resultados experimentales	79
5	CARACTERIZACIÓN DE POBLACIONES SUPRATÉRMICAS EN TJ-II	85
5.1	Electrones supratérmicos “runaway”.....	87
5.2	Electrones supratérmicos generados por ECRH	92
6	PÉRDIDAS CONVECTIVAS DE ELECTRONES SUPRATÉRMICOS Y SU RELEVANCIA PARA EL CONFINAMIENTO EN TJ-II	97
6.1	Espectro de la radiación asociada a las pérdidas directas y flujos al limitador.....	98
6.2	Transiciones de confinamiento en el centro del plasma y su conexión con las pérdidas directas	101
6.3	Distribución poloidal de las pérdidas directas sobre la cámara de vacío.	102
6.4	Densidad, Z_{eff} y la asimetría toroidal de TJ-II.....	106
7	ELECTRONES SUPRATÉRMICOS DE ALTA ENERGÍA Y TOPOLOGÍA MAGNÉTICA DE TJ-II.....	113
	CONCLUSIONES.....	123
	PUBLICACIONES	125
	REFERENCIAS.....	129

1 Introducción

1.1 Energía de fusión nuclear

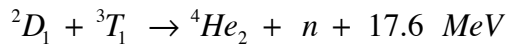
El agotamiento de los combustibles fósiles, así como la contaminación que su uso masivo provoca, presiona fuertemente a investigar en pos de fuentes de energía económicas, inagotables y limpias. Existen varias candidatas: la energía geotérmica, la energía fotovoltaica, la energía eólica y la energía de fisión. Si embargo quizás sea la energía de fusión la que más despierta la imaginación de los científicos: crear en la tierra un sol a escala reducida y alimentarlo con una de las sustancias más abundantes de su superficie, el agua. Tomar un litro de agua, separarla en sus componentes, tomar el deuterio, fusionarlo para convertirlo en helio y generar una enorme cantidad de energía; tanta como la que se produciría con unos 350 l de petróleo o 500 kg de carbón y, como único residuo se generarían unos 100 mg de He, en lugar de unos 1000 kg de óxidos de carbono.

El origen de la energía de fusión parte de una combinación de varios descubrimientos en física habidos a principios del siglo veinte, como la equivalencia entre masa y energía propuesta por Einstein y el defecto de masa del helio respecto al hidrógeno, que llevaron a resolver el problema astronómico de conocer la fuente de energía que mantiene las estrellas.

Cuando dos núcleos ligeros son colocados lo suficientemente cerca como para que la atracción de la fuerza nuclear supere la repulsión electrostática, estos núcleos se fusionan generando gran cantidad de energía, del orden de millones de eV. Provocar este proceso no es difícil con los conocimientos actuales, lo difícil es hacerlo de manera controlada y al tiempo obtener más energía que la suministrada.

Uno de los procesos más prometedores para conseguir energía de fusión de forma controlada y barata es la fusión por confinamiento magnético, donde se calienta un plasma hasta temperaturas varias veces superiores a las existentes en centro del sol, al tiempo que los campos magnéticos reducen las pérdidas directas hacia las paredes de cámara contenedora, que de otra manera acabaría fundiéndose. Pero incluso con las

temperaturas más altas que la tecnología actual puede conseguir sólo existe un reacción que pueda iniciarse y sostenerse de forma controlada:



donde la mayor parte de la energía producida, 14.1 MeV, se encuentra en la energía cinética del neutrón y sería la que se emplearía para calentar el circuito refrigerante de Li líquido que alimentaría las turbinas generadoras de electricidad. La energía restante, 3.5 MeV de la partícula alfa, a medida que fuese transferida al resto del plasma a través de colisiones, sería la que sustentaría la propia reacción, manteniendo la temperatura del plasma.

La gran ventaja de esta reacción, frente a las reacciones de fisión comúnmente empleadas en las centrales actuales, es que, aparte de no generar desechos radiactivos de larga duración, no puede desbocarse y convertirse en una reacción en cadena imposible de detener. Y es que, a pesar de las altas temperaturas empleadas, la energía de activación de esta reacción es tan alta que sólo una fracción muy pequeña de partículas, las más energéticas de la función de distribución, es capaz de franquearla, gracias al proceso mecanocuántico del efecto túnel.

1.2 El estelarátor TJ-II

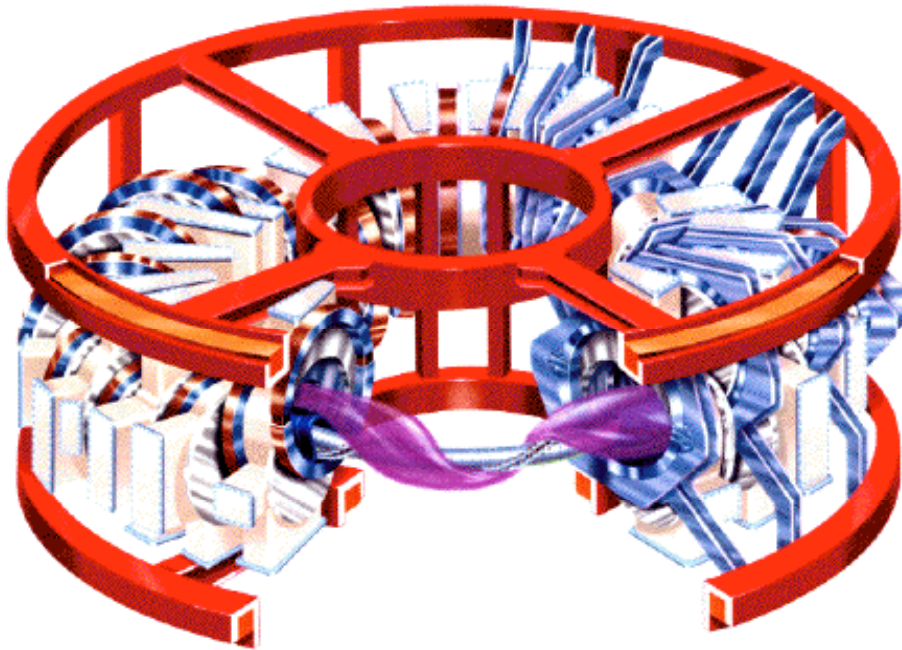


Figura 1.1 Diagrama de TJ-II mostrando sus componentes, bobinas y cámara de vacío, junto con una representación del plasma (en morado) girando alrededor de la bobina central.

TJ-II es un dispositivo de fusión por confinamiento magnético, en concreto, se trata de un estelarátor [Ale-90] de tipo heliac [Yos-83,Har-85]. Consta de varios conjuntos de bobinas, diseñadas para ser capaces de soportar pulsos con estados estacionarios de hasta 0.5 s, que configuran totalmente las superficies magnéticas en vacío:

- 32 bobinas que generan el campo toroidal.
- 10 bobinas de campo poloidal
 - o 2 bobinas de campo vertical
 - o 4 bobinas de campo radial
 - o 4 bobinas OH o de inducción

Estas bobinas están mecánicamente integradas en dos bobinas interiores (con una OH y una radial, cada una) y dos bobinas exteriores (con una OH, una radial y una vertical, cada una)

- 3 bobinas centrales (una circular y dos helicoidales) mecánicamente integradas situadas en el plano ecuatorial de la máquina. Las bobinas helicoidales giran cuatro veces en torno a la bobina circular definiendo la periodicidad cuatro de TJ-II, que consta por tanto, de cuatro cuadrantes idénticos desde el punto de vista de la configuración magnética de vacío. La relación entre las corrientes que pasan por la bobina circular y las bobinas helicoidales, que están conectadas en serie, es la principal responsable de la magnitud de la transformada rotacional de las configuraciones magnéticas de TJ-II.

Las configuraciones magnéticas en vacío de TJ-II, que como se ve en la Figura 1.2 tienen forma de “judía”, están completamente definidas por las corrientes que pasan por las distintas bobinas. Modificando estas corrientes se pueden conseguir configuraciones con distintos tamaños, formas y propiedades físicas. Para denominar las distintas configuraciones magnéticas de TJ-II se utilizan tres números, que representan el valor de las corrientes que pasan por las bobinas verticales y helicoidales y la bobina central. El valor de la corriente que pasa por las bobinas de campo toroidal se ajusta después para sintonizar la resonancia de calentamiento en el centro de la configuración.

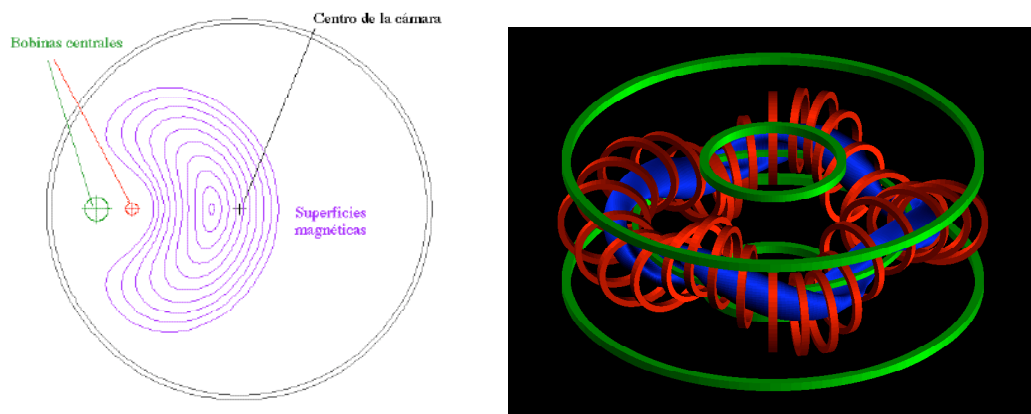


Figura 1.2 Izquierda, corte poloidal de una configuración magnética. Derecha, esquema mostrando el conjunto de bobinas de TJ-II: rojo, bobinas de campo toroidal; verde, grupos de bobinas de campo poloidal. El plasma se representa en azul y gira alrededor de las bobinas centrales, también en verde.

Uno de los aspectos más importantes de TJ-II es su flexibilidad para generar múltiples configuraciones con geometrías y propiedades diferentes. Cabe destacar el amplio rango de transformada rotacional que puede explorar, aproximadamente entre 0.5 y 2.2. La transformada rotacional indica en número de vueltas en la dirección poloidal que una línea de campo magnético da por cada vuelta en la dirección toroidal. El valor de ι no

es constante a lo largo de todo el radio y, como puede verse en la Figura 1.3, tiende a ser menor en el centro del plasma. La importancia de este parámetro radica tanto en la dependencia positiva que tiene sobre el confinamiento global del plasma [Miy-80], como porque determina la presencia, o no, de superficies magnéticas racionales ($l=n/m$ =número racional, esto es, por cada n vueltas toroidales la línea de campo magnético dará m vueltas poloidales; siendo m y n números enteros) en algún punto del radio del plasma. Cuando esto sucede tienden a formarse islas magnéticas como las de la Figura 1.3, las cuales, tienen importantes efectos sobre el confinamiento de los plasmas, tanto mejorándolo, en el caso de favorecer la aparición de barreras de confinamiento interno, cómo empeorándolo, por su capacidad de conectar directamente puntos cercanos al centro del plasma con otros próximos al borde.

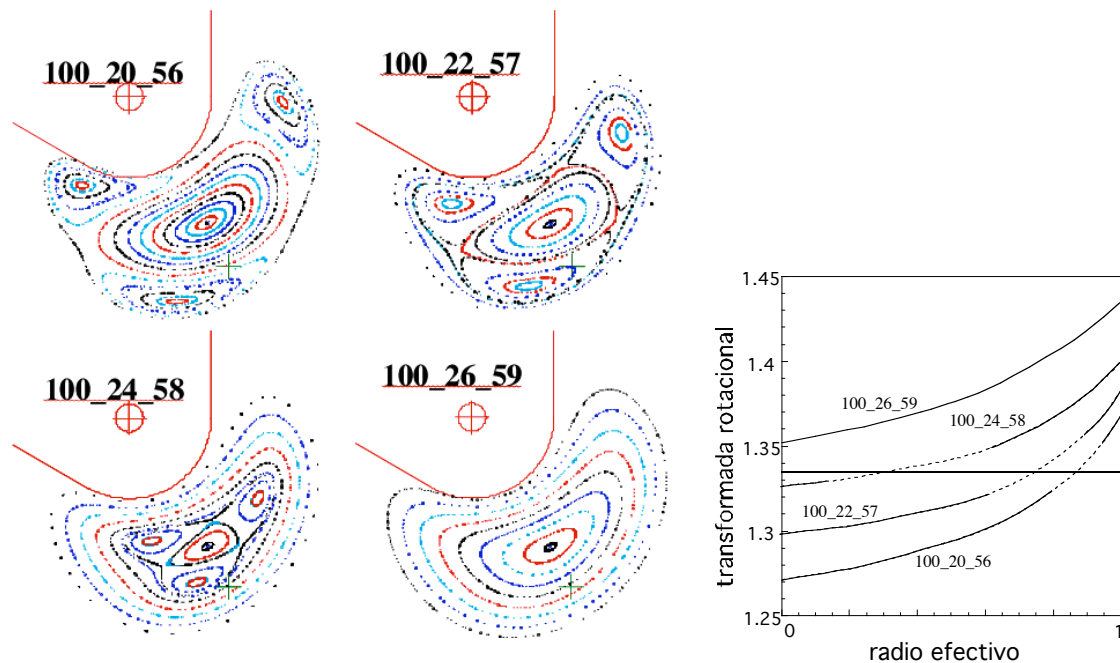


Figura 1.3 Superficies magnéticas calculadas para un intervalo de l en torno a la racional $4/3$. Los puntos de intersección de la l en función del radio (derecha) indican la posición aproximada donde se desarrollan las islas magnéticas.

La cámara de vacío de TJ-II, fabricada en acero tipo 304 LN de muy baja permeabilidad magnética para afectar lo menos posible las superficies magnéticas, es totalmente interna, esto es, separa completamente el plasma de las bobinas magnéticas situadas todas en el exterior. Por tanto, su forma debe adaptarse a la disposición de las bobinas toroidales al tiempo que gira alrededor de las centrales (ver Figura 1.4). Para su

construcción, esto se consiguió dividiendo la cámara de vacío en 32 sectores, distribuidos en cuatro cuadrantes equivalentes, que después fueron soldados en la propia plataforma experimental. Cada sector presenta dos o más ventanas desde las cuales puede monitorizarse el plasma o servir de punto de entrada para los sistemas de calentamiento (ver Figura 1.4 izquierda). En ciertas zonas del interior de la cámara, donde se esperan grandes flujos de potencia, van colocadas una serie de placas de grafito como protección adicional. Dos limitadores, también de grafito, van colocados en dos sectores que son equivalentes desde el punto de vista de la configuración magnética y distantes 180° entre sí.

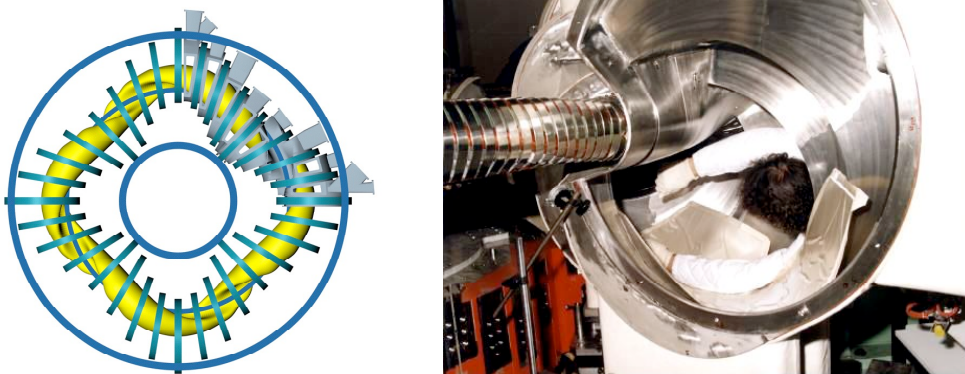


Figura 1.4 Izquierda, esquema mostrando una visión vertical de las bobinas de TJ-II (azul) y el plasma (amarillo) y la cámara de vacío (gris) girando en torno a las bobinas centrales. Derecha, fotografía tomada durante el montaje de la cámara de vacío mostrando el encapsulamiento de las bobinas centrales.

El acondicionamiento interior de la cámara de vacío se realiza mediante una técnica denominada “glow discharge” [Tab-03], que permite extraer casi todos los gases adsorbidos en la pared. Para controlar la cantidad de agua presente se realiza, periódicamente, un recubrimiento interior con una película de boro [Tab-03].

Los componentes del interior de la cámara de vacío, junto con la composición del aire, siempre presente a través de pequeñas fugas, determinan cuáles van a ser los contaminantes principales de los plasmas en un dispositivo de fusión. En TJ-II, éstos van a ser los componentes del acero inoxidable (fundamentalmente hierro, y en menor cuantía, cromo y níquel), el carbono de las protecciones y de los limitadores y el boro. A lo largo del tiempo, otros elementos como el flúor (componente del teflón) y el cloro se han ido añadiendo al interior de la máquina.

El calentamiento de los plasmas del TJ-II se realiza mediante la inyección de haces de microondas [Fer-00] cuya frecuencia (53.2 GHz) es el doble de la frecuencia ciclotrónica de los electrones en el eje magnético (“Electron cyclotron resonance heating” o ECRH) y la inyección de haces de átomos neutros de hidrógeno (NBI) [Gua-99] (ver Figura 1.5). La potencia de ECRH máxima es de 600 kW y la de NBI de 2 MW, aunque por el momento sólo ha sido instalado un inyector de NBI, el cual suministra 400kW.

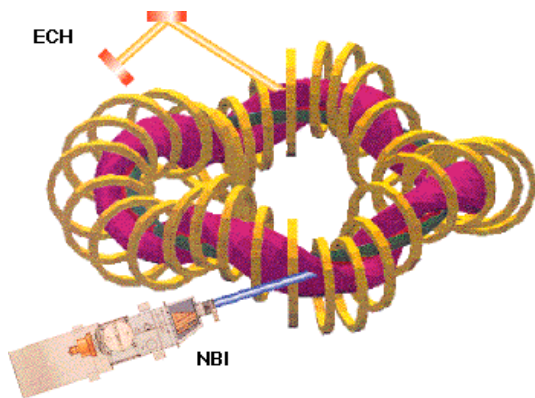


Figura 1.5 Esquema mostrando los dos tipos de calentamiento de los plasmas de TJ-II

Las descargas de TJ-II generan plasmas durante un tiempo máximo de 0.35 s. Los plasmas de ECRH presentan temperaturas electrónicas centrales ($T_{e0} \sim 1.5$ keV) muy superiores a las de los plasmas de NBI ($T_{e0} \sim 0.3$ keV). Sin embargo, la densidad de los plasmas de NBI puede ser hasta un orden de magnitud superior a la máxima alcanzable con ECRH, $n_e = 1.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, densidad a la que las microondas dejan de propagarse por el plasma y por tanto cesa el calentamiento. Los perfiles de densidad y temperatura electrónica (n_e y T_e) son también muy diferentes. La absorción de las microondas, muy localizada en el centro del plasma, hace que, en los plasmas de ECRH, el perfil de T_e sea muy piqueado (alto valor central con una fuerte disminución según nos desplazamos hacia el borde), y que el perfil de densidad sea hueco (el máximo de densidad no se encuentra en el eje magnético) [Ale-01]. Por el contrario, el calentamiento mediante haces de neutros (NBI) no es tan localizado y genera perfiles más suaves y anchos, tanto de temperatura como de densidad electrónica.

En la figura 1.6 se muestran los perfiles de n_e (verde) y T_e (negro) en función del radio efectivo para ambos tipos de calentamiento.

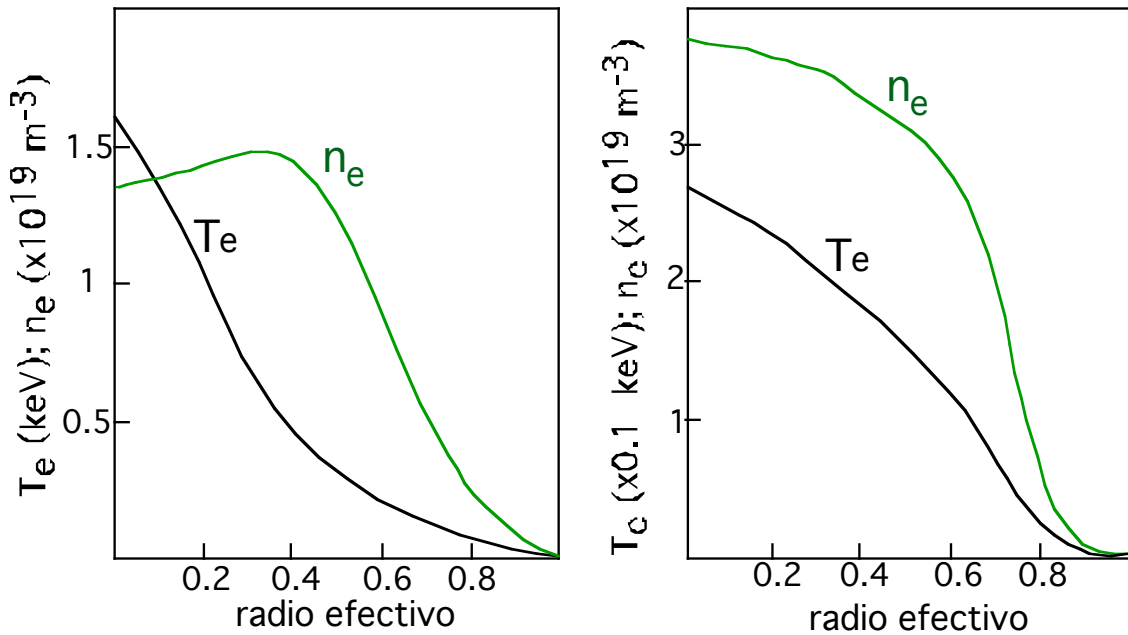


Figura 1.6 Perfiles típicos de densidad y temperatura electrónica de los plasmas de TJ-II calentados por ECRH (izquierda) y NBI (derecha).

En primera aproximación, gran parte de los parámetros del plasma pueden ser considerados como constantes dentro cada una de las superficies magnéticas [Miy-80] que componen la configuración magnética (ver Figura 1.2). Sin embargo, en determinadas condiciones (altos valores de n_e y T_e , plasmas poco colisionales, presencia de asimetrías, etc.) esto deja de ser cierto.

La caracterización de los plasmas de TJ-II se realiza mediante un gran número de diagnósticos [San-93] que monitorizan temporal y espacialmente diferentes parámetros del plasma como son las temperaturas electrónica [Lun-01] e iónica (T_e y T_i), la densidad electrónica (n_e) [Est-01], el contenido de impurezas presentes en el plasma (n_z), campos eléctricos y corrientes en el plasma, entre otros. En la Figura 1.7 se muestra la localización de todos los diagnósticos a los que se aludirá a lo largo de esta memoria.

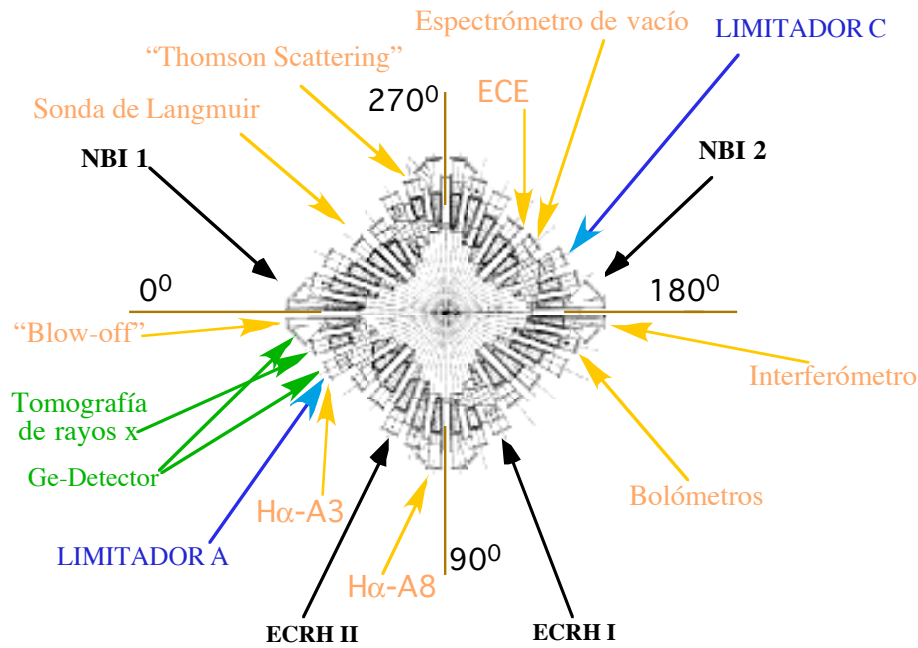


Figura 1.7 Diagrama mostrando la posición de diferentes diagnósticos de TJ-II

Los diagnósticos de radiación (espectroscopía, bolometría y rayos x) son especialmente apropiados para recabar información acerca de las impurezas presentes en el plasma. Estas impurezas pueden ser meros contaminantes arrancados de las paredes de la cámara de vacío por el mismo plasma, o haber sido inyectadas a propósito para el estudio de su propagación por el plasma (estudios de transporte).

Los rayos x de baja energía (radiación entre 0.8 keV y 10 keV), también denominados como rayos x blandos, presentan una compleja dependencia con n_z , n_e y T_e . Al depender de tantos parámetros del plasma, la medición global de esta radiación es considerada como un monitor general en plasmas de fusión, capaz de seguir la evolución de múltiples procesos que tienen lugar en el plasma: penetración de impurezas, pulsos de calor o fríos o repentinas variaciones en, por ejemplo, la densidad electrónica central. Un sistema multicanal de detección de rayos x blandos permitirá, además, localizar la posición espacial donde tienen lugar estos procesos.

Los plasmas de fusión son esencialmente transparentes para esta radiación, y por tanto, cualquier detector de rayos x blandos captará todos los fotones generados a lo largo de su cuerda de visión, mezclando inevitablemente información procedente de distintas zonas del plasma. Para resolver este problema es necesario recurrir a técnicas de reconstrucción tomográfica, mediante las cuales, es posible obtener los valores locales,

los únicos que verdaderamente tienen significado físico, combinando la información obtenida desde múltiples ángulos de visión.

Otra característica útil de la emisión de rayos x de los plasmas de fusión es que, debido a la gran energía de esta radiación, superior a la de la mayoría de los electrones del plasma, permite caracterizar la función de distribución de los electrones. De esta forma se puede estimarse el valor de la T_e del plasma, pero además, se puede caracterizar la presencia de otras poblaciones, denominadas supratérmicas por estar parcial o totalmente desacopladas del plasma térmico, que se producen con determinados tipos de calentamiento, como es el caso del ECRH.

En esta memoria se presentan los diseños de dos diagnósticos de rayos x (capítulos 3 y 4), uno para hacer tomografía de rayos x y el otro para determinar el espectro en este rango de energía. Se incluyen diversos ejemplos mostrando su capacidad para la caracterización de los plasmas de TJ-II:

- determinación de los perfiles de emisividad tanto en plasmas ECRH como NBI
- estimación de la Z efectiva (Z_{eff} , definida más adelante en la ecuación 2.34) de los plasmas
- estimación, aunque grosera, de los perfiles de densidad electrónica
- caracterización tanto de la anchura y posición de las islas magnéticas, a partir de los aplanamientos que generan en los perfiles de emisión de rayos x, como de su dinámica
- determinación del espectro de rayos x para:
 - o estimar la evolución de la T_e central
 - o determinar la presencia de algunas impurezas
 - o detectar deformaciones en la función de distribución electrónica

Finalmente, en los tres últimos capítulos (capítulos 5, 6 y 7), se incluye una caracterización pormenorizada, mediante estos diagnósticos de rayos x, de la generación y la dinámica de las poblaciones supratérmicas de TJ-II generadas por el calentamiento de ECRH. Una descripción general de los efectos observados que provoca la presencia de estos electrones supratérmicos se puede encontrar en el capítulo 5. El capítulo 6 se dedica al análisis del transporte convectivo de estos electrones, con energías de hasta aproximadamente 10 keV, monitorizando la radiación x que generan cuando impactan sobre las paredes de TJ-II. Se determina su dependencia con diferentes parámetros del plasma y se proponen posibles repercusiones sobre el confinamiento de los plasmas de TJ-II. Una segunda población de electrones supratérmicos, con energías

de 50 keV o más y aparentemente desacoplada de la anterior, es caracterizada en el capítulo 7.

En el capítulo 2 se incluyen una serie de conceptos teóricos y datos relevantes de TJ-II para un mejor seguimiento de los datos experimentales que se desgranar en los capítulos siguientes. Se comienza introduciendo aspectos relevantes del proceso de calentamiento de plasmas de fusión por ECRH (propagación y absorción de haces de microondas y su dependencia con la energía de los electrones), su relevancia en la generación de electrones atrapados en el rizado del campo magnético de TJ-II (importante para entender el mecanismo de pérdidas convectivas que justifica las observaciones del capítulo 6); se incluye también una descripción somera del rizado del campo magnético de TJ-II y de cómo todos estos factores juntos acaban por provocar la aparición de las poblaciones supratérmicas de TJ-II.

En el capítulo 2 también se incluye una breve descripción de las técnicas de reconstrucción tomográfica empleadas para deducir los valores locales de la emisividad de rayos x de baja energía, en el plasma y en las paredes de TJ-II. Y finalmente, también se muestra en este capítulo una pequeña introducción al código IONEQ, utilizado para simular la emisividad de rayos x en los plasmas de TJ-II y que permite estimar la Z_{eff} .

2 Consideraciones Teóricas

2.1 Calentamiento por ECRH y generación de electrones supratérmicos.

El calentamiento por ECRH se basa en la inyección de haces de microondas resonantes con el movimiento ciclotrónico de los electrones.

Las frecuencias ciclotrónicas típicas de los electrones en dispositivos de fusión están en el rango de las decenas de gigahercios, mientras que las de los iones lo están en el rango de los megahercios. La utilización de haces de microondas, ajustados a la frecuencia ciclotrónica de los electrones, o sus armónicos, en el centro del plasma, es una buena opción para la iniciación y la sustentación de un plasma de fusión [Ali-72, Gol-72]. El desarrollo habido en los últimos años de girotrones capaces de generar intensos haces de microondas, de frecuencia cada vez más alta y de mayor duración, ha permitido utilizar este sistema de calentamiento con gran éxito en múltiples dispositivos, tanto en tokamaks [Tam-61] como, y muy especialmente, en estelarátors.

Una descripción exhaustiva puede encontrarse en [Bom-83, Riv-86, Eng-89, Pil-87, Erc-94]. Sin ser el modo de calentamiento perfecto, sí presenta una serie de aspectos positivos que lo capacitan para estar presente como sistema principal de calentamiento en todos los dispositivos tipo estelarátor y en cada vez más tokamaks, incluyendo a ITER, como sistema de calentamiento auxiliar. Una de sus ventajas radica en el perfecto acoplamiento que a estas frecuencias las ondas electromagnéticas tienen en el borde del plasma: en plasmas de baja densidad su índice de refracción no difiere apenas del que presentan en vacío y por tanto no hay pérdida de potencia en la interfaz; algo que sí ocurre en el rango de los megahercios donde se aplica el calentamiento resonante con la frecuencia ciclotrónica iónica (ion cyclotron resonance heating, ICRH). Esto hace innecesaria la instalación de complejas y voluminosas antenas próximas al plasma que, además, son fuente de impurezas. Asimismo, los girotrones pueden estar situados muy lejos de la cámara de vacío, siendo las microondas guiadas, concentradas y focalizadas mediante espejos hasta la zona resonante deseada del plasma. Esta flexibilidad permite, en la mayoría de los casos, transmitir las microondas, de forma casi-óptica (con espejos), hasta las zonas con el gradiente de campo magnético adecuado y conseguir perfiles de deposición de potencia estrechos.

Mediante ECRH es también posible inducir corrientes toroidales en el plasma sin más que modificar la zona de deposición de potencia, lo cual puede conseguirse simplemente inclinando alguno de los espejos. Esto es interesante no sólo porque posibilita un mayor rango de operación sino porque, en tokamaks, puede servir como método para avanzar en la obtención de descargas estacionarias o casi-estacionarias.

Otra característica importante de este tipo de calentamiento es el hecho de que es capaz de ionizar el gas presente en la cámara de vacío y por tanto iniciar la descarga de plasma sin necesidad de dispositivos adicionales.

En TJ-II se utiliza la frecuencia de 53.2 GHz que se corresponde con el doble la frecuencia ciclotrónica de los electrones en un campo magnético de 0.95 T, típico de TJ-II en el eje del plasma. Los dos haces de microondas, usualmente polarizados en modo X (campo eléctrico de la onda polarizado elípticamente en la dirección perpendicular al campo magnético), son inyectados perpendicularmente al campo magnético y suministran una potencia de hasta 300 kW cada uno. La elección de calentar mediante el segundo armónico se debe a que de esta forma, para un valor del campo magnético dado, se pueden obtener plasmas con mayor densidad que con el primer armónico. La elección del modo X (inyección perpendicular) frente al modo O (campo eléctrico de la onda polarizado en la dirección paralela al campo magnético) se debe a la mayor eficiencia de absorción del primero para los valores de T_e y n_e de TJ-II.

2.1.1 Propagación de microondas

En el marco de la aproximación del plasma frío [Wei-80], aplicable en gran parte de los casos, los iones no contribuyen significativamente ni a la propagación ni a la absorción del haz de microondas.

Los rasgos esenciales de la propagación pueden ser mostrados más fácilmente para una inyección perpendicular al campo magnético. En este caso ambos modos (O, ordinario y X, extraordinario) pueden separarse y discutirse de forma independiente. Para el modo O, la condición de propagación viene dada por la expresión $\omega_{pe}^2 < n^2 \Omega_e^2$ donde

$\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ es la frecuencia del plasma, Ω_e es la frecuencia ciclotrónica electrónica y n es el orden del armónico ($\omega = n\Omega_e$). ω es la frecuencia de la radiación.

El modo X es más complicado y presenta dos límites de propagación:

$$(2.1) \quad \omega_{\pm} = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \left(\frac{\Omega_e}{2}\right)^2 \pm \left(\frac{\Omega_e}{2}\right)}$$

donde, como antes, Ω_e es la frecuencia ciclotrónica de los electrones y los signos + y - denotan los límites de alta y baja densidad electrónica respectivamente.

Para el segundo armónico y superiores la propagación viene determinada por el límite a baja densidad (ver Figura 2.1):

$$(2.2) \quad \omega_{Pe}^2 < n(n-1)\Omega_e^2$$

En el caso de TJ-II la propagación de los haces de microondas está limitada a densidades por debajo de $1.7 \times 10^{19} m^{-3}$.

El modo X, además de poder resonar con los electrones a la frecuencia ciclotrónica y sus armónicos, presenta una resonancia colectiva en:

$$(2.3) \quad \omega_{UH} > \sqrt{\omega_{Pe}^2 + \Omega_e^2}$$

denominada resonancia híbrida superior. Esta resonancia no es normalmente accesible y para ser alcanzada requiere que se produzca una conversión a modo Bernstein, como predice el modelo de plasma caliente.

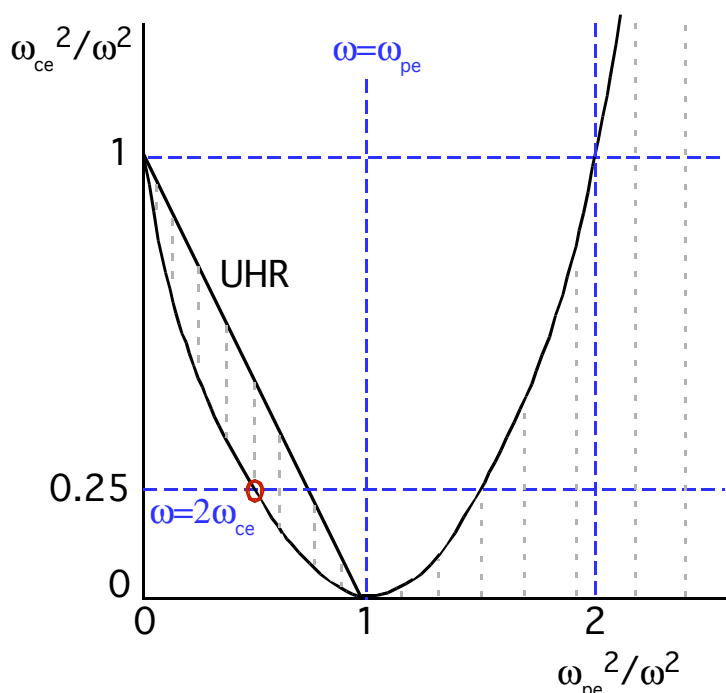


Figura 2.1 Diagrama mostrando la accesibilidad de las microondas en función de la densidad (ordenadas) e intensidad de campo magnético (abscisas). El círculo rojo marca el límite de densidad para el modo X en segundo armónico. Las áreas marcadas con las líneas discontinuas grises son regiones donde las ondas se convierten en evanescentes.

2.1.2 Absorción de microondas

La absorción de las ondas electromagnéticas por el plasma depende fuertemente de los parámetros del plasma. Usualmente ésta se calcula para un plasma maxwelliano, esto es, asumiendo equilibrio termodinámico, en función de la densidad y temperatura electrónicas del plasma. Los cálculos son mucho más complejos cuando se tienen muy altas densidades de potencia, pues la función de distribución de los electrones puede verse altamente deformada, muy alejada del equilibrio termodinámico. En estos casos es necesario resolver la ecuación cinética según el formalismo de Fokker-Planck.

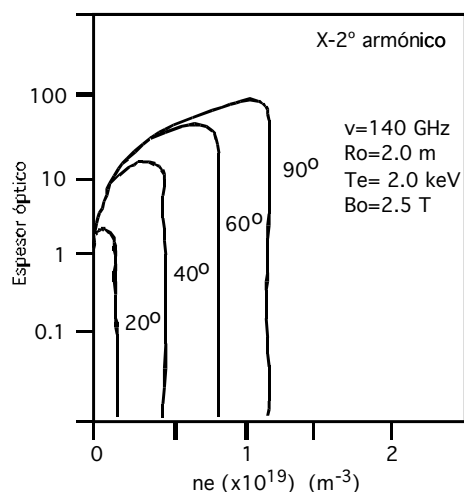


Figura 2.2 Dependencia de la eficiencia del calentamiento del modo X, segundo armónico, con la densidad. La eficiencia es máxima en incidencia perpendicular (90°).

La absorción de las microondas es generalmente proporcional a la temperatura y la densidad electrónicas (ver en la Figura 2.2 la dependencia con la densidad de la absorción del modo X en segundo armónico para cuatro ángulos de inyección) para los distintos armónicos, modos y ángulos de inyección. La única excepción es el modo X en primer armónico donde paradójicamente la absorción disminuye al aumentar la densidad, como consecuencia del apantallamiento de la onda polarizada circularmente en el sentido derecho. La dependencia con la temperatura sigue la expresión

$(T_e/mc^2)^{n-1}$ para el modo X y $(T_e/mc^2)^n$ para el modo O (en el caso de calentamiento en modo X primer armónico, este exponente es próximo a 2). Estas dependencias hacen que salvo para reactores de fusión, con T_e muy altas, el calentamiento por ECRH se reduzca al empleo del primer y segundo armónico.

La condición resonante que define cuándo es posible el intercambio de energía entre la onda y los electrones viene usualmente dada en la forma:

$$(2.4) \quad \omega = k_{\parallel}v_{\parallel} + n\Omega_e(1 - v^2/c^2)$$

donde k_{\parallel} es el número de ondas. Una forma alternativa de esta ecuación es:

$$(2.5) \quad \frac{E_{res}}{mc^2} = \left(\frac{B}{B_0} - 1 \right) - N_{\parallel}U_{\parallel}$$

donde E_{res} es la energía relativista del electrón resonante, B_0 es la intensidad del campo magnético resonante según la teoría clásica, B es la intensidad del campo magnético resonante donde se produce la interacción electrón-fotón, N_{\parallel} es el índice de refracción en la dirección paralela al campo magnético y $U_{\parallel} = \gamma_{\parallel}/c$ es el momento paralelo relativista del electrón.

Para el caso de inyección perpendicular, donde N_{\parallel} es cero, la ecuación (2.5) se reduce a la dependencia de la energía resonante de los electrones con el valor del campo magnético. La energía resonante crece linealmente con el valor del campo magnético, por tanto, un haz que, por ejemplo, entre en el plasma por una zona de bajo campo ($B < B_0$) comenzará a resonar con los electrones menos energéticos cuando alcance el valor B_0 . Este haz se irá atenuando progresivamente a medida que se propaga hacia regiones de mayor campo magnético y seguirá resonando cada vez con electrones de mayor energía. Dado que los electrones de un plasma térmico siguen una distribución maxwelliana en energía, su número disminuye exponencialmente con la energía de los mismos, y por tanto, el grueso de la absorción debe producirse en un intervalo muy estrecho de valores de B muy próximos a B_0 . Si el gradiente del campo magnético en esa zona es muy grande y la temperatura y densidad electrónicas son bajas, tendremos que una gran parte de la potencia de microondas inyectada puede atravesarla sin ser absorbida.

El segundo término de la derecha de la ecuación (2.5) hace referencia al efecto Doppler, tiene en cuenta el desplazamiento de frecuencia que, en el marco de referencia del electrón, experimenta la onda al estar este electrón en movimiento. Para que este efecto pueda tener lugar es, obviamente, necesario que la onda se desplace, al menos

parcialmente, en la dirección de movimiento del electrón, $N_{//} \neq 0$. El efecto de este término es modificar la simetría de las curvas resonantes en el espacio de velocidades (ver Figura 2.3).

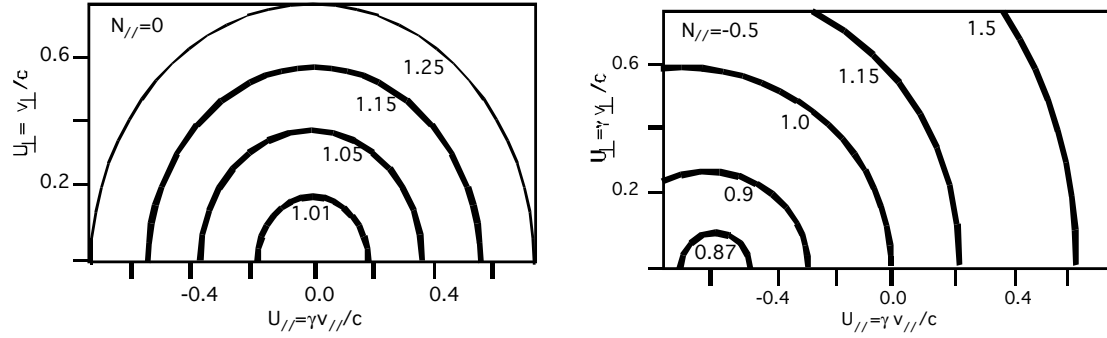


Figura 2.3 *Curvas resonantes en el espacio de velocidades para dos valores distintos de $N_{//}$. Los números indicados en cada curva dentro de las gráficas son los valores de $n\Omega_e/\omega$, y por tanto relacionados con la energía de los electrones resonantes.*

Las curvas resonantes pasan de ser circulares y simétricas con respecto al sentido de movimiento del electrón a lo largo de la dirección del campo magnético, a ser elípticas y desplazadas hacia el sentido en el que se propaga el haz de microondas. Dos consecuencias pueden extraerse de que $N_{//}$ sea distinto de cero. La correlación unívoca observada en la ecuación (2.5) entre E_{res} y B_{res} desaparece y da lugar a muchas más combinaciones posibles para la interacción electrón-onda en la zona de alto campo, en especial, aumenta el valor máximo de la energía que puede tener un electrón y seguir siendo resonante a un valor dado del campo magnético. Por otro lado, el desplazamiento de las curvas hace que, a través del acoplamiento de los procesos de absorción y colisional, se genere una corriente neta en el plasma según la dirección de propagación del haz de microondas.

Como consecuencia de la conservación de la energía y del momento paralelo en la interacción electrón-fotón, la mayor parte de la energía de la onda electromagnética es transferida en forma de momento perpendicular del electrón [Mel-80]:

$$(2.6) \quad \Delta \vec{S} = \frac{B}{B_0} \vec{u}_\perp + U_\perp N_{//} \vec{u}_{//}$$

donde \vec{S} es el vector desplazamiento, B_0 es la intensidad del campo magnético resonante según la teoría clásica, B es la intensidad del campo magnético resonante donde se produce la interacción electrón-fotón, $U_\perp = \gamma_\perp/c$ es el momento

perpendicular relativista del electrón, y $\vec{u}_{//}$ y \vec{u}_{\perp} son dos vectores unitarios según las direcciones paralela y perpendicular al campo magnético base.

Cuando la inyección es perpendicular $N_{//}$ es esencialmente cero ($N_{//} = N \cos(\theta)$) y toda la energía absorbida lo es en la dirección perpendicular. Cuando $N_{//}$ es distinto de cero, ya sea porque la inyección del haz no sea perpendicular o porque parte del haz que no se haya absorbido completamente en primer paso sea reflejado por las paredes de la cámara de vacío en una dirección distinta a la perpendicular, una fracción de la energía absorbida por los electrones lo es en la dirección paralela. Esta fracción es pequeña, pero crece en importancia a medida que aumenta la energía perpendicular del electrón. En el caso de electrones muy energéticos una pequeña absorción “paralela” puede evitar que éstos queden atrapados en el rizado magnético (ver más abajo), resultando que éstos siguen ganando energía mientras siguen bien confinados [Med-98].

2.1.3 Electrones atrapados en el rizado del campo magnético

La geometría del campo magnético en un dispositivo toroidal de fusión es la que determina el efecto de atrapamiento de las partículas cargadas. Un electrón, o un ión, que va siguiendo las líneas del campo magnético helicoidal a una distancia r del eje magnético, experimenta un campo magnético toroidal que varía lentamente. El movimiento de este electrón viene determinado por la conservación de dos magnitudes: su energía total (W) y su momento magnético $\mu = W_{\perp} / B$, donde W_{\perp} denota la energía cinética en la dirección perpendicular al campo magnético B . Por tanto, un electrón moviéndose hacia una región donde aumenta el valor de B aumenta su W_{\perp} , a expensas de su energía paralela, para conservar el invariante adiabático μ . Este proceso tiene un límite cuando la partícula llega a una región en la que B es tal que $W = W_{\perp}$, punto de retroceso donde el electrón rebota dándose la vuelta.

En un tokamak la condición para que exista este punto de retroceso viene dada por:

$$(2.7) \quad W_{\perp}^m / W > \frac{B^m}{B^M}$$

donde los superíndices m y M indican los valores en el mínimo y en el máximo del campo magnético a lo largo de la trayectoria del electrón. En un tokamak tenemos que $B^m / B^M = (1 - r/r_0) / (1 + r/r_0)$, donde r es el radio menor del toro y R_0 el radio mayor, mostrando que, en este tipo de configuración magnética, los electrones para los cuales

se cumple la desigualdad anterior rebotan siempre que se dirigen al interior del toro, y se dice que son electrones atrapados [Kad-71, Wes-85].

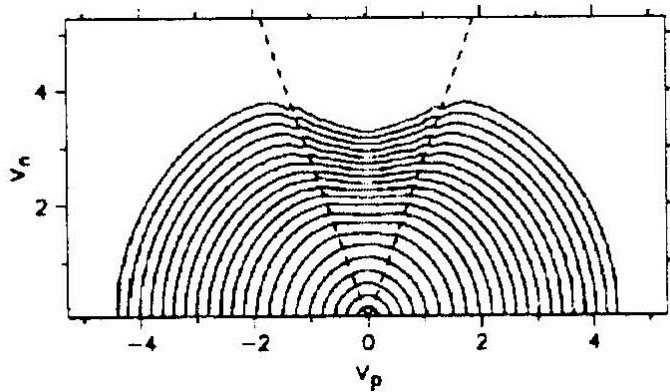


Figura 2.4 Contornos mostrando la función de distribución electrónica en el espacio de velocidades. Líneas discontinuas indican los límites del cono de pérdidas. [Rom-97]

Estos electrones atrapados se localizan en una región, cuyos límites están definidos por la ecuación (2.7), con forma de cono en el espacio de velocidades (ver Figura 2.4). Sus órbitas, al ser proyectadas sobre un corte toroidal, tienen una forma característica de banana cuya anchura viene determinada por $\Delta r = \frac{v_{//0} m}{e B_p} \sqrt{\frac{r}{R_0}}$, donde B_p es el campo magnético poloidal y $v_{//0}$ es la velocidad del electrón en el punto de menor valor de B. En estelarátors la situación es más complicada pues el campo magnético presenta una mayor complejidad al no existir simetría toroidal. En este caso, los electrones, además de poder quedar atrapados poloidalmente como en tokamaks, también pueden quedar atrapados en diversas secciones toroidales, dando incluso origen a la formación de una serie de espejos magnéticos concatenados. Además, la pérdida de simetría toroidal tiene un efecto negativo sobre el confinamiento de estas partículas atrapadas. Las bananas, que en tokamaks suelen definir trayectorias que se cierran sobre sí mismas, en estelarátors no lo hacen [Rom-97]. Esto se debe a que las derivas, de curvatura y de gradiente de campo magnético, no están compensadas. Como resultado las partículas atrapadas tienden a perderse con mayor facilidad. Esto queda reflejado en la Figura 2.4 donde dentro de la zona del cono de atrapamiento se aprecia una considerable reducción en la densidad de electrones.

2.1.4 El rizado de campo magnético de TJ-II

TJ-II es una máquina que presenta un alto valor de rizado de campo magnético. Este, aunque es variable para las distintas configuraciones, es del orden de unos pocos por ciento en el eje magnético y de hasta el 50% en el borde del plasma (ver tabla 2.1).

Tabla 2.1 Valores del rizado del campo magnético para una serie de configuraciones magnéticas de TJ-II

Configuración	rizado(eje)	rizado(borde)
100_20_56	1.5100	28.600
100_32_60	1.4700	32.000
100_36_62	1.5800	33.500
100_40_63	1.7300	35.800
100_44_64	1.9000	42.100
100_60_68	2.9500	47.400

El rizado en el eje magnético presenta una serie de oscilaciones como resultado de la separación de las bobinas que generan el campo magnético toroidal. Esto se puede ver en la Figura 2.5 (izquierda) donde se muestra el valor del campo magnético central a lo largo de algo más de un cuadrante de TJ-II para la configuración estándar (100_44_64). Puede verse además que, a pesar de que la separación entre todas bobinas de campo toroidal es constante, el rizado magnético entre ellas no lo es. Aparecen máximos en torno a $45^\circ + n90^\circ$ como consecuencia de la helicidad de los plasmas de TJ-II girando en torno a las bobinas centrales. Estas posiciones, en las que el plasma se encuentra más cerca del centro del toro, definen lo que podríamos llamar como espejos magnéticos donde quedarían atrapadas las partículas con una alta fracción de energía perpendicular. En la Figura 2.5 (derecha) se muestra la variación del campo magnético de TJ-II en función de las direcciones poloidal y toroidal para un valor del radio efectivo de 0.5. Puede verse la complejidad de la estructura magnética de TJ-II, existen múltiples localizaciones donde las partículas pueden quedar atrapadas [Gua-00, Tri-01], que se corresponden con las posiciones entre bobinas toroidales consecutivas.

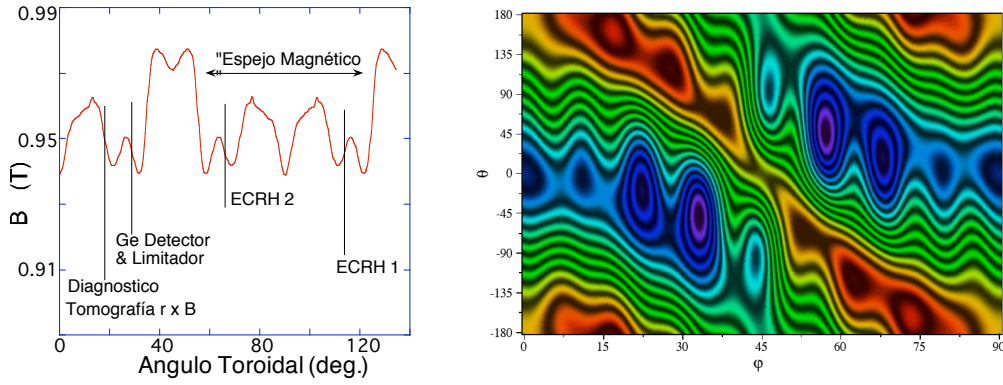


Figura 2.5 Izquierda, campo magnético en el eje magnético en función del ángulo toroidal para la configuración estándar de TJ-II. Están marcadas las posiciones toroidales de los diagnósticos de rayos x y los puntos de entrada de los haces de microondas (ECRH1 y ECRH2). Derecha, diagrama de contornos mostrando la variación campo magnético de TJ-II con los ángulos poloidal (θ) y toroidal (φ).

2.1.5 Electrones supratérmicos

Como definición de electrones supratérmicos puede emplearse simplemente la condición de que su energía $\frac{1}{2}mv^2 > \frac{1}{2}kT_e$. Esta definición, no obstante, no define exactamente cuánto mayor tiene que ser la energía de los electrones para ser considerados supratérmicos. Una definición más precisa pasa por recurrir al concepto de población supratérmica, en contraposición a la población de electrones térmicos, que hace referencia a una desviación del equilibrio termodinámico por el motivo que sea, habitualmente una fuerza suficientemente intensa que no puede ser balanceada por el proceso colisional.

Un plasma térmico está gobernado por las colisiones entre las partículas del plasma. En estado estacionario, la distribución de velocidades de los electrones es Maxwelliana, con una temperatura definida T_e y una densidad n_e . En este plasma térmico una partícula test con energía $W = \frac{1}{2}mv^2$ experimenta una fuerza de fricción por las colisiones con el resto del plasma [Kno-79]:

$$(2.8) \quad F_p = \frac{A_e n_e}{kT_e} F_p^*(\xi_e, Z_{eff})$$

donde $A_e = e^4 \ln \Lambda / 4\pi\epsilon_0$, siendo $\ln \Lambda$ el logaritmo culombiano [Miy-80]. La fuerza de fricción normalizada F_p^* está determinada por las componentes correspondientes a las colisiones electrón-electrón y electrón-ión. Para electrones supratérmicos ($\xi_e > 1$), F_p^* se puede aproximar por $F_p^* = (2 + Z_{eff}) / 2\xi_e^2$. Para los electrones supratérmicos la fuerza de fricción consiste en una pérdida de energía, como resultado de las colisiones entre

electrones, y en una dispersión del ángulo de “pitch” ($\beta = v_{||}/v$) debido a las colisiones electrón-ión.

En el caso de electrones supratérmicos generados por ECRH se producen poblaciones supratérmicas según la dirección perpendicular al campo magnético (ver ecuación 2.6), que es precisamente la dirección donde tienden a generarse las partículas atrapadas.

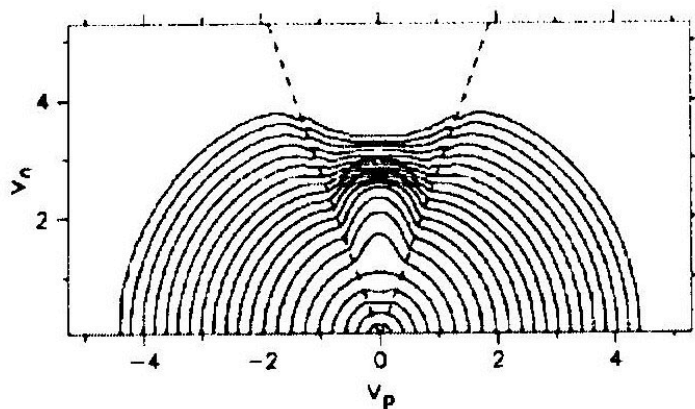


Figura 2.6 Contornos mostrando la función de distribución electrónica de un plasma con una componente supratérmica. Líneas discontinuas indican los límites del cono de pérdidas. [Rom-97]

La Figura 2.6 muestra cómo la función de distribución queda deformada por el ECRH, haciendo que aumente la densidad de electrones en un determinado rango de energía según la dirección perpendicular [Rom-97].

En TJ-II, B_0 es 0.95 T y la T_e típica en el centro del plasma, aproximadamente de 1 keV. Para las densidades centrales ($<1.7 \times 10^{19} m^{-3}$) la colisionalidad de los electrones desciende rápidamente con su energía, mientras que la transferencia de momento incluso aumenta, aunque levemente (ver ecuación (2.6)). Todo esto supone que, a partir de un determinado valor de la energía de los electrones (4-5 keV en la mayoría de las descargas de ECRH de TJ-II), el haz de microondas acaba deformando la función de distribución de los electrones. La magnitud de esta deformación tenderá a ser mayor cuanto mayor sea la densidad de potencia (plasmas de baja densidad) y, en general, cuando la absorción durante el primer paso del haz sea débil.

Por tanto, queda patente que la combinación de estos factores: alta densidad de potencia de microondas, generación de electrones supratérmicos en la dirección perpendicular en el espacio de velocidades, altos valores del rizado del campo magnético que atrapan estos electrones y una configuración magnética sin simetría toroidal que facilita las

pérdidas directas de las partículas atrapadas, convierten a TJ-II en una máquina ideal para el estudio de estas poblaciones supratérmicas, su dinámica y sus efectos sobre el confinamiento del plasma térmico.

2.1.1 Técnicas de reconstrucción tomográfica de la emisividad de rayos x

La reconstrucción tomográfica es el proceso por el cual, a partir de los valores conocidos de las integrales de línea (datos experimentales), se obtienen los valores locales de la emisividad del plasma. La calidad de la reconstrucción está limitada por el número de cuerdas de visión que se tengan en cada caso. Así, si se dispone de un número ilimitado de las mismas (como es el caso de los escaners médicos, por ejemplo), se pueden utilizar algoritmos de reconstrucción sencillos. Sin embargo, un limitado barrido del espacio de proyecciones limita seriamente la utilización de estos algoritmos y es necesario complicarlos y/o limitar la resolución de la reconstrucción. En el pasado, el principal método de reconstrucción tomográfica ha sido el método de Cormack [Cor-63,64], que expresa los resultados en función de un número limitado de funciones base (armónicos circulares y polinomios de Zernicke).

Sin embargo, para aprovechar al máximo las posibilidades del siempre limitado número de detectores se han ido desarrollando una serie de métodos de reconstrucción tomográfica, basados en algoritmos iterativos, donde se han generalizado a dos dimensiones las técnicas de deconvolución lineal y no lineal empleadas en espectroscopia.

Al igual que en las técnicas de deconvolución clásicas, el principal problema al reconstruir las señales está en un adecuado tratamiento del ruido electromagnético, el cual, por lo general tenderá a producir resultados sin sentido físico, como valores negativos de la emisividad o intensidades anómalas (“spikes”). Para tratar el ruido, los métodos de reconstrucción que usan un reducido número de funciones base para simular la emisividad (Abel, Cormack, SVD ..), se ven obligados a reducir aún más su resolución disminuyendo el número de funciones base, mientras que los iterativos han de introducir mecanismos correctores que suavicen/regularicen las emisividades obtenidas en cada iteración.

Estas regularizaciones, a cumplir por el mapa de emisividad del plasma, pueden ser condiciones muy variadas: no negatividad, variaciones suaves en una o más direcciones, elementos de simetría o consistencia con datos del plasma previamente conocidos por

otros medios. Para introducir estas correcciones de un modo matemáticamente más riguroso, en los últimos años se han desarrollado una serie de métodos de reconstrucción tomográfica que incluyen estas condiciones de forma matemática. Son los denominados *métodos de optimización* que se basan en la minimización de un funcional (como los mencionados arriba) sujeto a los valores impuestos por los datos experimentales. Se trata de obtener superficies de emisión suaves, sin valores negativos, teniendo en cuenta las condiciones de simetría de cada caso (la de las superficies de flujo magnético por lo general) y todo ello para poder aumentar la base de funciones, si bien hasta un número nunca superior al de detectores empleados.

A continuación se describen en mayor profundidad algunos de los métodos de reconstrucción tomográfica mencionados aquí. En concreto: a) el método de Cormack por estar ampliamente extendido y con el que se realizaron algunas de las primeras simulaciones de TJ-II donde ya se vio claramente la necesidad de emplear coordenadas de flujo. b) El método de EBITA [Nav-91], ampliamente usado en la interpretación de los datos de TJ-I, W7-AS, TJ-IU, y actualmente también en TJ-II. Y, c) el método SVD muy útil para la caracterización de fenómenos magnetohidrodinámicos.

2.2.1 El problema de la reconstrucción tomográfica

La emisividad de un plasma depende de parámetros como la temperatura, la densidad electrónica y la distribución de las impurezas. El rango espectral en que se realizan las observaciones queda definido por el tipo y espesor de los absorbentes y detectores empleados. Usualmente los absorbentes son filtros de Be y los detectores son diodos de Si, con espesores de algunas micras, lo que resulta en una ventana de observación espectral de entre aproximadamente 1 y 5 keV (ver Figura 3.7).

Las dimensiones de la emisividad espectral, $G = G(r, \nu)$, son las de potencia por volumen e intervalo de frecuencia. Sea $\Omega_i(r)$ el ángulo sólido subtendido por cada uno de los detectores n_i y la eficiencia espectral $\eta_i(\nu)$. Si asumimos que la potencia radiada se distribuye de forma isótropa, la potencia detectada por cada detector, P_i , es igual a:

$$(2.9) \quad P_i = \int_{s_i} d\vec{r} \int \frac{\Omega_i(\vec{r})}{4\pi} G(\vec{r}, \nu) \cdot \eta_i(\nu) d\nu \quad i = 1 \dots n_i$$

Esta integral se transforma en una integral de línea al tener en cuenta que el cono de visión de cada detector es relativamente estrecho comparado con las variaciones de la

emisividad, con lo cual se puede asumir emisividad constante en el plano perpendicular a la línea de visión. Por tanto:

$$(2.10) \quad P_i = \frac{(A\Omega)_i c_i}{4\pi} \int_{S_i} dr \int G(r, \nu) \cdot \eta_i(\nu) d\nu \quad i = 1 \dots n_i$$

(donde $d\vec{r} \cong A(r) \cdot dr$, siendo r la distancia a lo largo de la cuerda de visión S_i y $A(r)$ el área de la superficie vista a esa distancia)

$(A\Omega)_i$ se ha sacado fuera de la integral por ser constante y se han introducido los diferentes factores de corrección para cada detector, c_i , que vienen dados por:

$$(2.11) \quad c_i = \langle \eta_i(\nu) \rangle \equiv \frac{\int_{S_i} dr \int \tilde{G}(r, \nu) \cdot \eta_i(\nu) d\nu}{\int_{S_i} dr \int \tilde{G}(r, \nu) d\nu}$$

siendo $\langle \eta_i(\nu) \rangle$ el promedio de la eficiencia espectral de los detectores.

Por tanto, el problema tomográfico se reduce a resolver el sistema de ecuaciones integrales

$$(2.12) \quad f_i = \frac{P_i}{(A\Omega)_i / 4\pi} = \int_{S_i} g ds$$

Esta es la transformada de Radón, quien mostró la existencia de su inversa y además que ésta es única. La solución exacta, sin embargo, sólo puede conseguirse mediante un elevadísimo número de cuerdas de visión (en medicina llegan a utilizarse hasta 10^5 observaciones) libres de errores sistemáticos y de ruido. En el caso de plasmas de fusión el sistema de ecuaciones no homogéneas (2.12) estará siempre indeterminado pues el número de cuerdas de visión siempre será reducido. Los diferentes métodos empleados han de tener en cuenta esta restricción, al mismo tiempo que utilizan la información conocida del plasma.

2.2.2 Algoritmo de Cormack-Granetz

Una forma de solucionar el problema tomográfico es reducir el número de grados de libertad expandiendo la expresión de la emisividad en una serie ortogonal de funciones. En concreto, el método de Cormack utiliza coordenadas polares y expande la parte angular de la emisividad en una serie de Fourier y la parte radial en una serie de polinomios de Zernicke. De esta forma, el sistema indeterminado de ecuaciones

integrales queda ahora sobredeterminado y se puede obtener una solución utilizando un ajuste por mínimos cuadrados.

Las magnitudes bidimensionales g y f se expanden en sus constituyentes como:

$$(2.13) \quad g(r, \theta) = \sum_{m=0}^{\infty} [g_m^c(r) \cos m\theta + g_m^s(r) \sin m\theta]$$

$$(2.14) \quad f(p, \phi) = \sum_{m=0}^{\infty} [f_m^c(p) \cos m\phi + f_m^s(p) \sin m\phi]$$

donde r y θ son las coordenadas polares y p y ϕ son las coordenadas que definen cada cuerda de visión a partir de su parámetro de impacto, p , y ϕ el ángulo formado por la cuerda y la horizontal (ver Figura 2.7). Nótese que p está normalizado en el rango 0-1, y por tanto la región a tener en cuenta para el algoritmo será $p < 1$.

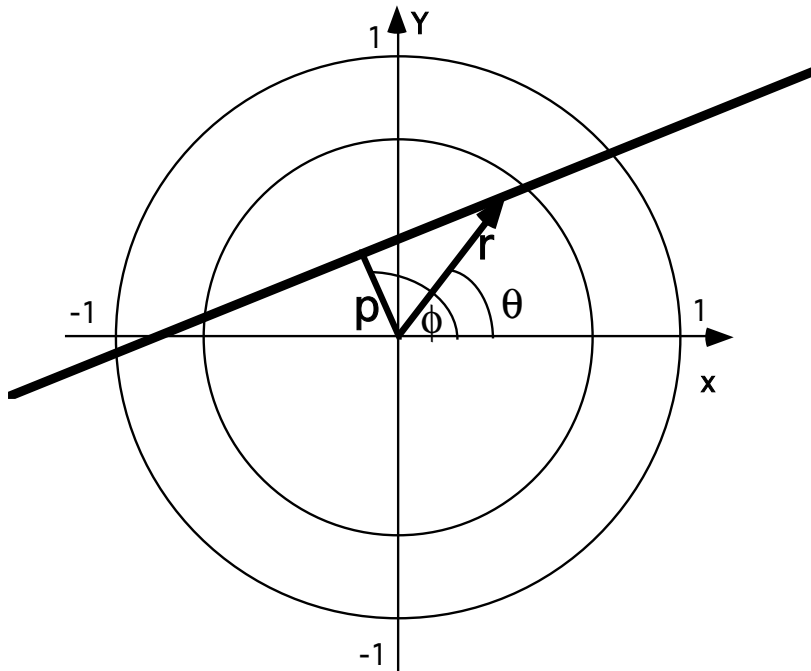


Figura 2.7 *Coordenadas polares y el parámetro de impacto de la cuerda de emisión de un detector.*

Sustituyendo las expresiones 2.13 y 2.14 en 2.12, la integral doble se transforma en el grupo infinito de integrales dado por:

$$(2.15) \quad f_m^{c,s}(p) = 2 \int_p^1 \frac{g_m^{c,s}(r) T_m(p/r) r dr}{\sqrt{r^2 - p^2}}$$

donde

$$(2.16) \quad T_m(p/r) = \cos(m \cos^{-1}(p/r))$$

es el polinomio de Chebyshev de primer orden. Para los valores de la emisividad se obtiene sin embargo la expresión:

$$(2.17) \quad g_m^{c,s}(r) = -\frac{1}{\pi} \frac{d}{dr} \int_r^1 \frac{f_m^{c,s}(p) T_m(p/r) r dp}{p \sqrt{p^2 - r^2}}$$

esta fórmula se reduce a la conocida expresión de Abel [Gla-78] sin más que tomar $m=0$.

La ecuación 2.17 es difícil de implementar en un algoritmo porque al incluir una derivada y una singularidad en $r = p$ los cálculos son muy sensibles a perturbaciones, ya sean sistemáticas o del ruido inherente a toda señal experimental. Para superar este problema se realiza una expansión de $g_m(r)$ en una base ortogonal de polinomios de Zernicke $R_{ml}(r)$, de forma que:

$$(2.18) \quad g_m(r) = \sum_{l=0}^{\infty} a_{ml} R_{ml}(r)$$

donde

$$(2.19) \quad R_{ml}(r) \equiv \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s (m+2l-s)!}{s!(m+l-s)!(l-s)!} r^{m+2l-2s}$$

Y sustituyendo en la ecuación 2.15 se tiene

$$(2.20) \quad f_m(p) = \sum_{l=0}^{\infty} a_{ml} \frac{2}{m+2l+1} \sin[(m+2l+1) \cos^{-1} p]$$

En el proceso de la reconstrucción tomográfica, primeramente se han de expandir las señales obtenidas experimentalmente, f , según la serie de la ecuación 2.20, ajustando los datos por mínimos cuadrados y obteniendo los coeficientes a_{ml} , que son posteriormente usados en el sumatorio de los polinomios de Zernicke (ecuación 2.10) para obtener los $g_m(r)$. Finalmente, haciendo uso de 2.5 se obtienen las emisividades buscadas.

Hasta aquí, el método desarrollado es analítico y la solución exacta sin más que extender el sumatorio en m y l hasta infinito. En la práctica, sin embargo, sólo se dispone de un número limitado de cuerdas de visión y, naturalmente, esto limita el número de máximo términos en los cuales expandir los sumatorios en m y l de la expresión 2.20. Para determinar estos valores máximos en el caso concreto de un

diagnóstico real de TJ-II, además del número de detectores, hay que tener en cuenta la geometría con que éstos están distribuidos alrededor del plasma.

De modo general puede decirse que el valor máximo de m (ligado al número de cámaras en distintas localizaciones poloidales) define la máxima resolución angular posible (número de modos angulares), mientras que el de l (ligado al número promedio de detectores por cámara) lo está con la resolución radial. La distancia entre nodos consecutivos del polinomio de Zernicke de mayor orden debe coincidir, *grosso modo*, con la distancia media entre cuerdas de visión consecutivas. Si la distancia es mayor el resultado es más suave y se promedian tanto los valores de la emisividad como el posible ruido que esté presente; si por el contrario, la distancia entre nodos es menor se estarán potenciando armónicos correspondientes a frecuencias superiores que por el teorema de Nyquist no pueden resolverse y por tanto, se potenciarán los efectos del ruido. Debe existir un compromiso entre la resolución, el número de detectores y su distribución espacial y el ruido de las señales.

Un inconveniente de este método es que los polinomios de Zernicke tienen valores ± 1 en el borde, a diferencia de la emisividad que es siempre cero, con lo cual siempre se necesitará un número mínimo de ellos para que se cancelen adecuadamente. Esta dificultad puede resolverse, al menos parcialmente, utilizando funciones de Bessel aunque el problema se mantiene si no se emplea un número mínimo de cámaras. Otra alternativa es introducir una serie de cuerdas de visión *virtuales*, todas igualadas a cero, fuera de la frontera del plasma donde la emisividad debe ser cero. De esta forma, se fuerza una mayor convergencia de la solución hacia valores físicamente aceptables.

Tras adaptar este método a la geometría de TJ-II, y realizar varias simulaciones con emisividades teóricas, se comprobó que con las cinco cámaras de rayos x previstas, a duras penas se podía resolver la complicada geometría de las superficies de flujo magnético de TJ-II. Por tanto, las emisividades locales inferidas quedaban fuertemente distorsionadas, incluso cuando se consideraban señales carentes de ruido.

2.2.3 EBITA (Equilibrium-Based Iterative Tomography Technique)

Este método, utiliza una retícula que engloba toda la zona del plasma cuya emisividad se pretende calcular, subdividiéndola en una base de funciones de píxeles. Estos deben ser lo suficientemente pequeños como para que la emisividad pueda ser considerada constante en su interior (en la práctica en TJ-II se utilizan cuadrados de 0.5 cm de lado). La forma de los píxeles puede en principio ser cualquiera, pudiéndose escoger la que

mejor se adapte a la simetría del plasma, pero por lo general se tiende a usar píxeles rectangulares por constituir una base algebraicamente mucho más manejable, al mismo tiempo que no introduce ningún tipo de información previa que induzca a una determinada solución. De esta forma la retícula únicamente introduce la resolución máxima de la solución.

Con EBITA se utiliza la forma de la superficie de flujo magnético en vacío medida, o calculada a partir de las corrientes en las bobinas magnéticas, como una primera aproximación realista a la geometría de emisión del plasma. Esto permite disminuir la tendencia a obtener soluciones físicamente no reales, siempre presente en cualquier método iterativo y, a la vez, reducir el tiempo de cálculo.

Utilizando la retícula (x_i, y_i) que debe incluir todo el plasma y las cuerdas de visión de cada detector se determina una matriz $M(n, i, j)$ que incluye las características geométricas del diagnóstico, siendo $M(n, i, j)$ la fracción del pixel (i, j) contenida en la cuerda del detector n . Las integrales de línea pueden aproximarse como:

$$(2.21) \quad f_n = \sum_{i=1}^{nx} \sum_{j=1}^{ny} g(x_i, y_j) \cdot M(n, i, j)$$

donde $g(x_i, y_i)$ es la emisividad del plasma que queremos determinar.

La emisividad del plasma se aproxima inicialmente partir de la superficie de flujo Ψ , normalizada a uno en el borde del plasma, mediante un simple perfil parabólico:

$$(2.22) \quad g_0(x_i, y_j) = \left\{ 1 - \left(1 - \Psi(x_i, y_j) \right)^\alpha \right\}^\beta$$

donde α y β son coeficientes arbitrarios. En general la solución es independiente del valor asignado a estos coeficientes, pero se eligen aquéllos que reducen el número de iteraciones necesarias para obtener la convergencia: cuanto más se adapte el perfil simulado de partida al perfil real, menor será el tiempo de cálculo.

Con esta estimación de la emisividad se calculan, en primera aproximación, las integrales de línea f_n^0 a partir de las ecuaciones (2.21) y (2.22).

Las correcciones que introduce EBITA sobre la primera estimación g_0 se consiguen distribuyendo la emisividad obtenida por cada detector entre todas las celdillas (píxeles) a lo largo de su línea de visión:

$$(2.23) \quad g_k(x_i, y_j) = \frac{g^{(k-1)}(x_i, y_j)}{NC(x_i, y_j)} \sum_{n=1}^{nd} f_n \frac{M(n, i, j)}{f_n^{(k-1)}} \quad k = 1, 2, \dots$$

donde k indica cada iteración y NC es el número total de veces que una celdilla es vista por el conjunto de todos los detectores.

Este algoritmo puede ser considerado como una extensión a dos dimensiones, además de incluir las particularidades que incluye la convolución de la señal en cuerdas de visión, del método de deconvolución de Gold's [Jan-84] para la reconstrucción de líneas espectrales. Su particularidad consiste en hacer que las correcciones en cada iteración sean proporcionales al valor de la emisividad, previamente estimada, de cada celdilla. De esta forma se consigue una aproximación hacia la solución especialmente estable que reduce considerablemente el número de iteraciones necesarias.

EBITA, por tanto, puede considerarse como un método de deconvolución no lineal con las siguientes características:

- Mantiene constante la emisión total en cada iteración
- Hace uso de los valores previamente calculados (de la mejor estimación conocida del resultado) para pesar las correcciones en cada iteración.
- No produce emisividades negativas si éstas no se incluyen en la primera estimación.
- El resultado no está necesariamente circunscrito a la simetría de la superficie de flujo inicialmente incluida, la cual se considera únicamente una aproximación.
- Entre iteraciones se puede proceder a regularizar las soluciones intermedias simplemente para suavizarlas o para reforzar la simetría original (la de la superficie de flujo de partida) y evitar así efectos indeseables producidos por el mismo ruido de la señal.

Sobre el algoritmo base de la ecuación (2.23) se pueden incluir numerosas variaciones añadiendo coeficientes o incluso linealizando el proceso. Esto en muchas ocasiones mejora notablemente la eficiencia de la convergencia pero a costa de requerir un laborioso proceso posterior de renormalización de la emisividad. En general la inclusión de estas variaciones sólo está indicada en casos donde no se tengan buenas estimaciones iniciales y las señales sean muy ruidosas.

En general el número de iteraciones no es elevado, menor que 20, pero para optimizar el tiempo de cálculo, y las necesidades de almacenamiento, es aconsejable codificar la

matriz M de forma que se eliminen, si no todos, la mayoría de los ceros que incluye (más del 90% de los datos que contiene originalmente). Una adecuada codificación reduce por tanto el tiempo de cálculo hasta en un factor 10.

Cuanto mayor sea la cantidad de información previa que se emplee para obtener la emisividad del plasma, mayor será la resolución obtenida. La información puede venir de un número mayor de medidas pero también de algo más difícil de cuantificar, como son las condiciones de contorno que debe tener la solución. La experiencia de alguien habituado a trabajar con unas determinadas señales permite descartar por imposibles determinados resultados. La inclusión de condiciones en la solución que buscamos permite reducir el amplio abanico de soluciones posibles a sólo esas que cumplen con la simetría, natural o esperada, de los plasmas que se estén estudiando. No obstante, siempre queda la posibilidad de que, en algún caso, estas condiciones impuestas no coincidan realmente con la simetría del problema y que, por tanto, estemos forzando al código a buscar una solución incorrecta. Para evitar esto, es útil valerse de varios métodos diferentes para evaluar los mismos datos. De ahí que el método de Cormack siga siendo utilizado pese a sus pobres resultados y que nunca se abandonen los métodos que se han utilizado con anterioridad por estar mejor caracterizados. También es cierto que cada método de reconstrucción tiene una parcela de aplicación donde resulta más adecuado que el resto, ya sea por su velocidad, fiabilidad o superior resolución.

2.2.4 Descomposición en valores singulares SVD (Single Value Decomposition)

La técnica de descomposición de valores singulares (SVD) ha venido teniendo cada vez una mayor aceptación en los últimos años para el análisis de datos obtenidos con múltiples canales. La SVD, también conocida como la transformada de Karunen-Loeve o descomposición biortogonal, fue inicialmente desarrollada en el contexto del análisis numérico [Gol-89], y se ha aplicado a varios campos como el análisis de modos magnetohidrodinámicos (MHD) [Nar-92, Weis-96, Kim-99] y el procesado de señales [Dep-88] e imágenes [Hua-75]. En TJ-II esta técnica es útil para el estudio de señales periódicas como los modos MHD, en procesos únicos como crecimiento y colapso de dientes de sierra y para la eliminación de ruidos, tanto ruido blanco como con patrones reconocibles en los distintos canales de observación.

La técnica SVD realiza una correlación espacial (los diferentes canales) y temporal de los datos experimentales para realizar una transformación a una nueva base de autofunciones, que diagonaliza la matriz de los datos entrantes. Cada autofunción, que en el formalismo de la descomposición biortogonal se descompone en una parte espacial (topos) y una parte temporal (cronos), lleva aparejado un autovalor que representa su relevancia en el conjunto de los datos. Habitualmente, sólo unas pocas autofunciones son relevantes para describir los procesos físicos contenidos en las señales, el resto suelen estar dominadas por el ruido.

Si consideramos una propiedad física, $y = y(x,t)$, que depende de las variables temporal, t , y espacial, x , los datos experimentales, consistentes en M muestras temporales de N muestras espaciales, pueden ser presentados según la siguiente matriz:

$$(2.24) \quad Y = \begin{bmatrix} y(x_1, t_1) \dots y(x_1, t_M) \\ y(x_2, t_1) \dots y(x_2, t_M) \\ \dots \\ y(x_N, t_1) \dots y(x_N, t_M) \end{bmatrix}$$

ésta es la representación para el caso $N \geq M$, en caso contrario simplemente se traspone la matriz.

El teorema fundamental de la descomposición de matrices dice que Y puede ser descompuesta como un producto:

$$(2.25) \quad Y = U S V^T$$

Donde el superíndice T indica la transposición de la matriz. U y V son don matrices unitarias de dimensiones $N \times M$ y $M \times M$ respectivamente. Esta descomposición es lo que usualmente se denomina como la SVD y es el equivalente a la descomposición biortogonal de las señales muestreadas [Dud-94]. Las señales $y(x_j, t_i)$ se expanden en un grupo de autofunciones ortogonales en las coordenadas espacial y temporal

$$(2.26) \quad Y = \sum_{k=1}^K S_k u_k v_k \Leftrightarrow (Y) = \sum_{k=1}^K S_k u_k(x) v_k(t)$$

donde u_k y v_k son vectores de dimensiones N y M respectivamente. El tamaño de la expansión K es el rango de la matriz de datos Y .

Siguiendo la nomenclatura del formalismo de la descomposición biortogonal, a las autofunciones espaciales u_k se las denomina como topos y a las temporales v_k cronos. A los pesos correspondientes a estas autofunciones, S_k , que son siempre positivos y suelen ordenarse en orden decreciente, se les denomina valores singulares.

Usando la ecuación (2.25) junto con la condición de ortonormalidad de los cronos y los topos:

$$(2.27) \quad u_k^T u_l = v_k^T v_l = \delta_{kl}$$

puede demostrarse que los topos y los cronos cumplen las siguientes autoecuaciones:

$$(2.28) \quad \begin{aligned} A_x u_k &= S_k^2 u_k \\ A_t u_k &= S_k^2 v_k \end{aligned}$$

donde $A_x = Y^T Y$ y $A_t = Y Y^T$.

Aunque las ecuaciones (2.28), junto con (2.25), pueden utilizarse para calcular la SVD, por lo general no se utilizan porque tienden a dar lugar a problemas de estabilidad y por tanto se tiende a usar algoritmos más robustos [Pre-92].

Las matrices A_x y A_t son, respectivamente, las covarianzas espacial y temporal de la matriz de datos Y . Por tanto, los autovectores correspondientes al máximo autovalor representan las direcciones a lo largo de las cuales la covarianza es máxima. De esta forma, a través de esta transformación, las estructuras espacio-temporales que presentan fuertes correlaciones en el tiempo y en el espacio, como es el caso de la propagación de modos, aparecen resaltadas en esta nueva base de autofunciones.

Una importante conclusión que se obtiene es la capacidad de la SVD para concentrar la mayoría de los fenómenos presentes en los datos en un número pequeño de componentes. Para cualquier $L \leq K$, la expansión truncada:

$$(2.29) \quad (Y_{ij}) = \sum_{k=1}^L S_k u_k(x_j) v_k(t_i)$$

es la mejor aproximación, en el sentido de la mínima suma de las diferencias de cuadrados, entre todas las posibles sumas de L componentes. Esto permite la reconstrucción de las señales reteniendo únicamente los fenómenos más significativos al tiempo que se elimina el ruido, que normalmente no presenta altas correlaciones.

Otra gran ventaja de la SVD es que no es necesario, como por ejemplo ocurre con la transformada de Fourier, predefinir ninguna base de funciones ortonormales sobre la cual proyectar los datos experimentales. Este hecho confiere una gran libertad y permite aplicar esta técnica a gran cantidad de problemas.

2.2 Simulación de la emisión de R X Blandos en TJ-II

En los plasmas de fusión se generan rayos x blandos mediante tres mecanismos: transiciones electrónicas entre los distintos estados electrónicos de las especies iónicas presentes en el plasma, radiación de frenado en colisiones electrón-ión y radiación por recombinación o recombinación radiativa. Los dos primeros fenómenos implican la presencia de electrones suficientemente energéticos (con al menos la energía del fotón emitido), mientras que el tercero presenta secciones eficaces mayores cuanto menor es la energía del electrón recombinado. Además, los iones que participan en estos tres procesos, deben estar altamente ionizados para que la emisión se produzca en el rango de los r x blandos y no únicamente en el visible y en el infrarrojo.

No obstante, la descripción mecanocuántica muestra la radiación de frenado y la recombinación radiativa como dos aspectos de un mismo problema, la colisión electrón-ión. Según [Kra-23, Som-31 y Hei-54], el continuo de la potencia radiada por un plasma, asumiendo que la función de distribución electrónica es maxwelliana, viene dada por:

$$(2.30) \quad \frac{dP}{d\omega} = n_e n_i Z^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{4}{3\sqrt{3}m^2c^3} \left(\frac{2m}{\pi T_e} \right)^{1/2} e^{-\hbar\omega/T_e} \\ \times \left[\bar{g}_{ff} + G_n \frac{\xi}{n^3} \frac{\chi_i}{T_e} e^{\chi_i/T_e} + \sum_{\nu=n+1}^{\infty} G_\nu \frac{Z^2 Ry}{\nu^2 T_e} \frac{2}{\nu} e^{Z^2 Ry/\nu^2 T_e} \right]$$

donde el primer término corresponde a la contribución de frenado, el segundo a la recombinación con el nivel cuántico inferior desocupado (n), y el tercero a la recombinación con el resto de las capas. χ_i es el potencial de ionización de cada especie iónica, ξ es la multiplicidad del estado fundamental del ión, ν es el número cuántico principal de los sucesivos estados excitados del ión y \bar{g}_{ff} , G son los correspondientes factores de Gaunt promediados para toda la función de distribución. La potencia radiada para cada transición de línea viene dada por la expresión:

$$(2.31) \quad P_j = 2.26 \times 10^{-19} n_e n_i \frac{f_j \bar{g}_j (E/T_e) \sqrt{E/T_e} E_j}{E^{3/2}} e^{E/T_e}$$

donde E es la energía de excitación, f_j el “oscillator strength” y \bar{g}_j el factor de Gaunt efectivo promediado para una función de distribución maxwelliana.

Las ecuaciones (2.30) y (2.31) han de aplicarse a cada especie de cada ión presente en el plasma, teniendo en cuenta los valores de densidad y temperatura electrónica locales donde se encuentran. Una primera aproximación para determinar la posición y abundancia relativas de cada especie iónica en el plasma se obtiene aplicando el siguiente balance iónico de forma estacionaria, esto es, sin considerar el transporte iónico:

$$(2.32) \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} \equiv 0 = S_{z-1} n_e n_{z-1} - S_z n_e n_z + R_{z+1} n_e n_{z+1} - R_z n_e n_z - \frac{1}{\tau_p} n_z$$

teniendo en cuenta que:

$$(2.33) \quad R_z = R_{z,rad} + R_{z,diel} + (n_0 / n_e) R_{z,CX}$$

donde: z hace referencia al estado de carga del ión en cuestión, S_z es el coeficiente de ionización ($z \Rightarrow z+1$), R_z el coeficiente total de recombinación ($z \Rightarrow z-1$) compuesto por los términos de recombinación radiativa, recombinación dielectrónica e intercambio de carga o CX, y τ_p es el tiempo de confinamiento de la partícula.

Las ecuaciones que describen los coeficientes de ionización y recombinación pueden encontrarse en [Hut-87] y más exhaustivamente en [Sea-59, Sea 62, Sea 76, Cra-83 y Hul-80]. Cabe decir, no obstante, que de todos los procesos de recombinación, el más lento es el de la recombinación radiativa, especialmente cuando la T_e es alta. La recombinación dielectrónica, que implica la colisión de un electrón libre con otro ligado dando lugar a dos electrones ligados, es un proceso rápido y proporcional al número de electrones ligados de cada especie iónica. Este proceso apenas emite radiación en el rango de los rayos x blandos y sólo es tenido en cuenta en el balance iónico. La recombinación por intercambio de carga es despreciada en casi todos los dispositivos de fusión, pues sólo puede competir con la recombinación radiativa, y esto sólo, cuando la densidad de neutros (átomos de hidrógeno) es muy alta. En muy pocas situaciones, como cuando se inyectan haces de neutros hasta la zona central del plasma, se dan las dos condiciones necesarias para que la recombinación por CX sea relevante: especies iónicas muy ionizadas y alta densidad de neutros. Sin embargo, TJ-II es una máquina atípica en este aspecto, pues presenta características especiales que permiten que una gran cantidad de neutros procedentes de las paredes alcancen el centro del plasma, como

son: baja densidad (durante la fase ECRH) y proximidad de la cámara de vacío (el denominado núcleo duro que aloja las bobinas helicoidales) al centro del plasma. Por tanto, para la simulación de los perfiles de rayos x ha de tenerse en cuenta el proceso de intercambio de carga.

2.3.1 Código IONEQ (Ion Equilibrium)

El código IONEQ fue desarrollado por A. Weller [Wel-87] para simular la radiación de rayos x blandos en JET, con el objetivo de aportar información acerca de las impurezas presentes en la zona central del plasma y estimar el valor de Z_{eff} de los plasmas.

$$(2.34) \quad Z_{\text{eff}} = \frac{\sum n_i Z_i^2}{\sum n_i Z_i}$$

IONEQ incluye la simulación de todos los procesos mencionados anteriormente, y cuenta con una amplia base de datos sobre la mayoría de los posibles contaminantes en plasmas de fusión, desde impurezas ligeras, como C y O, hasta metales tan pesados como el Fe o el Mo.

Este código permite además de la evaluación del balance iónico estacionario, mencionado en el apartado anterior, el cálculo del perfil radial de radiación asumiendo un determinado valor de los coeficientes de transporte. Asimismo, con él pueden estimarse los flujos neoclásicos en los regímenes de transporte “banana”, “plateau” y “Pfirsch-Schlüter” [Miy-80]. No obstante este módulo no ha sido utilizado todavía en el estudio de los plasmas de TJ-II.

Hasta el momento IONEQ ha sido empleado en TJ-II, usando las ecuaciones de balance en modo estacionario, para la estimación de los valores de Z_{eff} (utilizando además los perfiles de n_e y T_e obtenidos por Thomson “scattering” [Bar-99,Her-03]) y de los perfiles de densidad cuando sólo los perfiles de T_e son conocidos.

Como ejemplo de su aplicación se muestra en la Figura 2.8 la distribución radial de los estados de ionización del Ne para unos perfiles de densidad y temperatura típicos de descargas ECRH en TJ-II usando dos valores distintos de la densidad de neutros en el centro del plasma. Cuando la cantidad de Ne en una descarga es suficientemente alta, como ocurre en TJ-II tras hacer “descargas de limpieza” de la pared de la cámara con neón, la radiación de rayos x blandos es muy alta y está completamente dominada por este elemento. En este caso es posible estimar la densidad de neutros en el centro a

partir de los flujos de rayos x medidos, utilizando dos filtros de diferentes espesores (ver capítulo siguiente). Valores altos de densidad de neutros, en torno a $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, se han obtenido por medio de este sistema. Como puede verse (Figura 2.8), al aumentar la densidad de neutros se reduce el estado de ionización de las impurezas en el centro del plasma, como consecuencia de un aumento del intercambio de carga. Esto origina un aumento de la radiación por transiciones de línea y una reducción, aunque menor, de las de frenado y recombinación radiativa. Por tanto, los plasmas con alta densidad de neutros tienden a presentar perfiles de radiación (de rayos x pero también de radiación total) más piqueados.

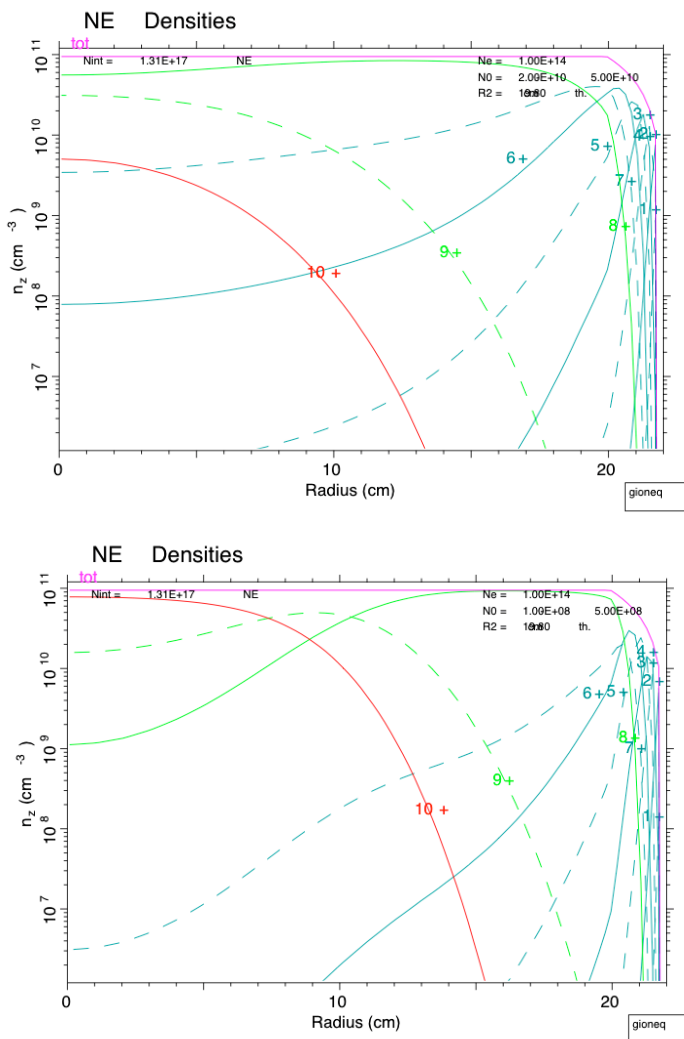


Figura 2.8 Distribución radial de los estados de ionización del Ne en un plasma ECRH y dos densidades centrales de neutros. Arriba, $n_0 = 1 \times 10^{10}$; abajo, $n_0 = 1 \times 10^8$.

3 Diseño de un sistema multicanal de tomografía de rayos x blandos para TJ-II .

En el diseño del diagnóstico de tomografía de rayos x blandos para TJ-II se han tenido en cuenta las dos fases fundamentales que definen el programa general de TJ-II. Esto es, la etapa de calentamiento por ECRH y la de calentamiento por NBI. Desde el punto de vista de un diagnóstico consistente en la medición de flujos de rayos x blandos son muy importantes los parámetros de n_e y T_e del plasma y ambos tipos de calentamiento mencionados van a producir plasmas con características radicalmente diferentes. La primera fase de operación de TJ-II consiste en el estudio de plasmas generados exclusivamente por ECRH (con un máximo de 600 kW de potencia nominal), esto es, plasmas con valores de T_e central siempre inferiores a los 1.5 keV y valores de n_e central inferiores a $1.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, que es la densidad de corte para la cual las microondas utilizadas para calentar dejan de propagarse por el plasma y son reflejadas. Estos valores son los valores centrales máximos y además obtenidos separadamente, no conjuntamente. Por otro lado, un diagnóstico de tomografía no sólo debe monitorizar lo que ocurre en centro del plasma sino que debe estar pensado para monitorizar el plasma hasta prácticamente el borde. Debido a que los perfiles de T_e en plasmas de ECRH son muy piqueados, la emisividad del plasma en el rango de rayos x blandos disminuye rápidamente, y por tanto, los niveles de señal esperados para esta primera fase de TJ-II son muy bajos y será preciso compensar este hecho mediante un adecuado diseño de las cámaras y una apropiada elección de los factores de amplificación de la señal.

Por su parte, los plasmas generados por NBI (hasta 1200 kW de potencia nominal inyectada) presentan características de densidad y temperatura marcadamente diferentes de las de los plasmas de ECRH, tanto en sus valores absolutos como en sus perfiles radiales [Lin-04]. La n_e esperada es un orden de magnitud superior a la del caso anterior, mientras que la T_e central rondará los 300 eV. Además, el perfil de T_e característico de plasmas de NBI es mucho más ancho, por lo que el nivel de señal durante esta fase puede llegar a ser un factor cien superior al obtenido en la fase ECRH, dependiendo del tipo y cantidad de impurezas.

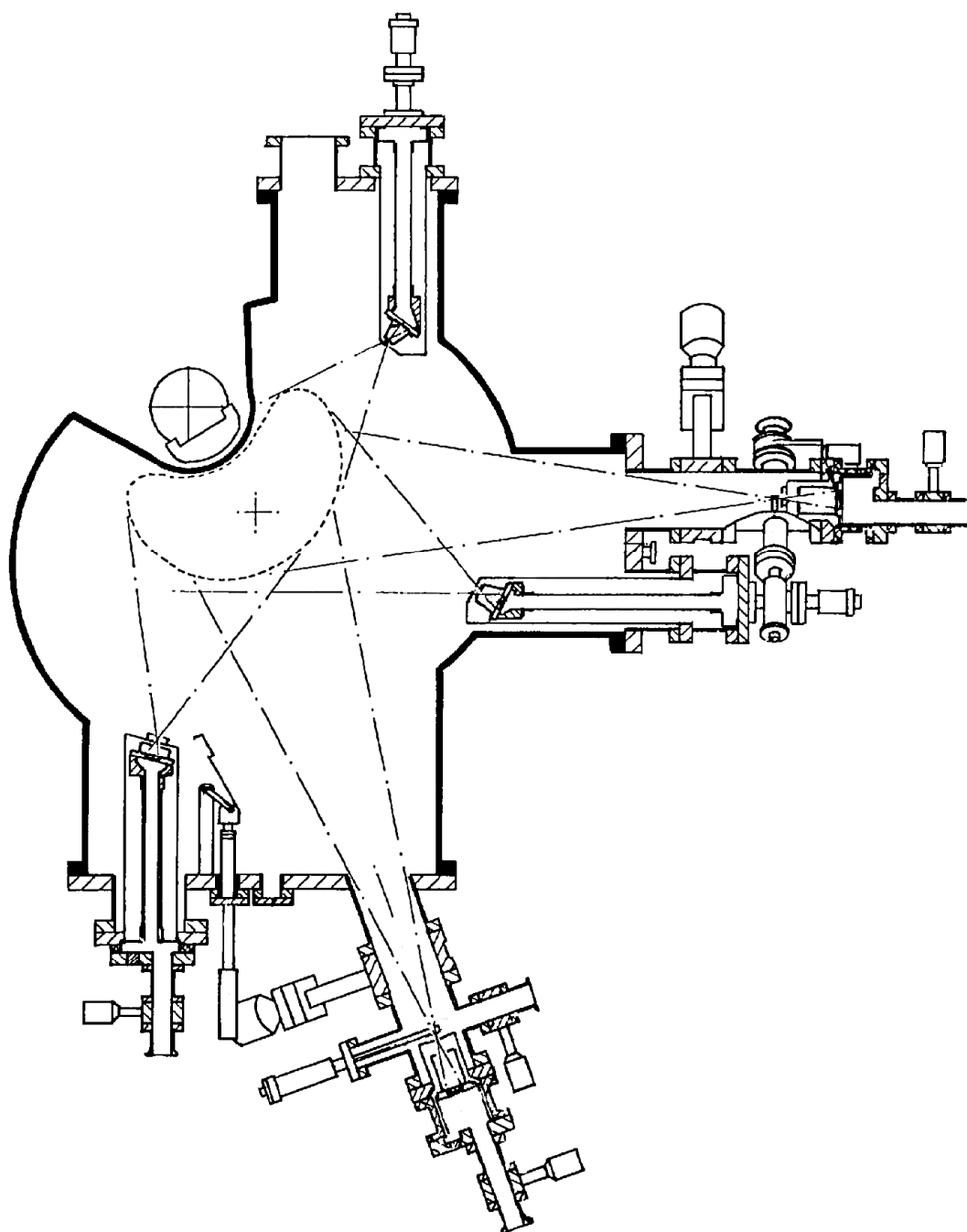


Figura 3.1 *Diseño completo del diagnóstico de tomografía de rayos x. Colocación de las cinco cámaras mostrando los ángulos de visión.*

Otro elemento que se tuvo en cuenta en el diseño fue la gran diversidad de posibles geometrías que presentan las superficies magnéticas de TJ-II, y en definitiva la de los

plasmas de TJ-II. Estas se caracterizan por una gran variedad de tamaños y formas, las cuales además no están todas centradas en el mismo punto. También, el hecho de que las superficies magnéticas giren en espiral alrededor de las bobinas magnéticas centrales aconseja que todas las cuerdas de visión abarquen la menor extensión toroidal posible que garantice un relación señal/ruido aceptable. Esto es debido a que la forma de los plasmas cambia fuertemente con el ángulo toroidal. Aunque este efecto puede ser tenido en cuenta a la hora de realizar la reconstrucción tomográfica, complica enormemente el algoritmo y será fuente de resultados artificiales que compliquen el análisis.

3.1 Detectores

Se han elegido grupos o “arrays” de diodos de Si de 16 detectores de la marca IRD, modelo AXUV (ver Figura 3.2). Se escogieron estos detectores por presentar una respuesta muy lineal en todo el rango de energías. Son muy robustos frente a la radiación, soportan incluso altos flujos de neutrones, lo que asegura que tendrán una vida muy larga sin pérdida de prestaciones.

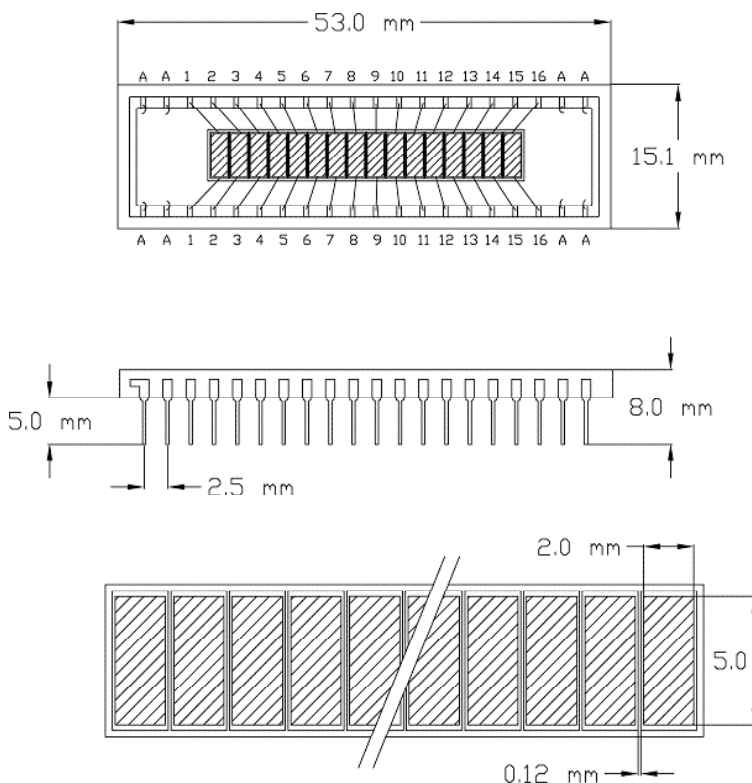


Figura 3.2 Esquema de los detectores AXUV-16 de IRD. Vista superior, lateral y un detalle mostrando las dimensiones de los detectores individuales.

El array de detectores viene montado en un zócalo cerámico de 40 puntos de conexión, lo que permite un cableado redundante, y éste se sujeta a la estructura de la cámara mediante otro zócalo de teflón (no mostrado en la Figura 3.2). Cada detector individual tiene un tamaño de 2 mm por 5 mm y están separados entre sí 0.12 mm. Esta pequeña separación permite realizar un diseño más compacto de la cámara pero a su vez, tiene el inconveniente de que hace imposible evitar que se produzca un solapamiento entre las cuerdas de visión de detectores contiguos (aproximadamente y dependiendo de la cámara en cuestión este solapamiento varía entre un 15% y un 30%).

Cuando estos diodos se exponen a fotones con energías superiores a los 1.12 eV se crean pares electrón-hueco que, son separados por el campo eléctrico de la unión p-n, generándose una corriente proporcional al número de pares creados.

Dos propiedades únicas de estos diodos aconsejaron su utilización en TJ-II dado que permiten obtener altos rendimientos cuánticos de forma estable y duradera. La primera de estas propiedades es la ausencia de una superficie inerte, minimizándose así la recombinación de los electrones y huecos fotogenerados. La mayor parte de la absorción de los fotones se produce en un espesor de aproximadamente 1 μm de silicio y por tanto la ausencia de esta capa inerte permite la recolección de casi el 100% de los transportadores de carga eléctrica.

La segunda característica principal de estos detectores es que poseen una capa protectora frente a la radiación (unión pasivante de dióxido de silicio) extremadamente delgada (3 a 7 nm) y que por tanto permite el paso de los rayos x blandos sin problemas de atenuación. De hecho su rango de detección, todavía con altos rendimientos cuánticos, incluye la región del ultravioleta, lo que además convierte a estos detectores en una buena opción para operar como bolómetros para obtener la radiación total del plasma.

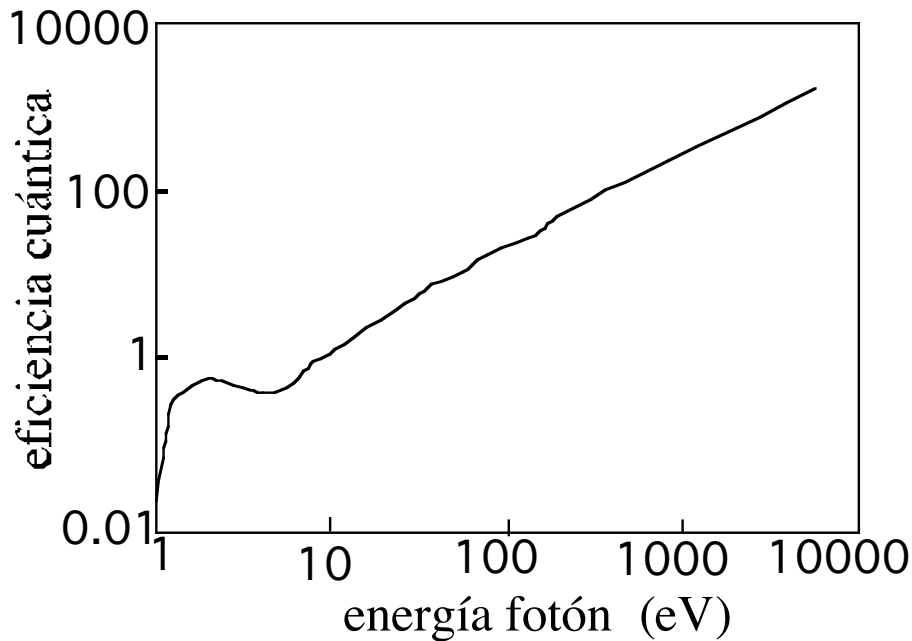


Figura 3.3 *Eficiencia cuántica de los detectores AXUV de IRD*

La Figura 3.3 muestra la eficiencia cuántica de estos detectores evidenciando el amplio rango espectral en el que se pueden utilizar. Para el caso de la tomografía de rayos x blandos en TJ-II (0.8 keV a 3 keV) se puede apreciar que la respuesta es lineal y la energía necesaria para generar un par electrón-hueco es de 3.63 eV.

3.2 Disposición de los detectores

El sistema consta de cinco cámaras con geometría tipo abanico. Colocadas en el sector A2 (ángulo toroidal $\phi=22^\circ$) de TJ-II a ángulos poloidales de 40° , 0° , -10° , -50° y -250° , véase la figura 3.1. Es importante haber podido emplazar tres de las cámaras en el interior de la cámara de vacío, especialmente a -250° y 40° , pues de esta forma es posible observar el plasma desde una mayor variedad de posiciones y por tanto, obtenerse una mayor cantidad de información. La Figura 3.4 muestra la localización de cada detector, en el espacio de coordenadas (P, ϕ) definido en la Figura 2.7, donde se aprecia cómo se ha intentado cubrir toda la superficie lo más uniformemente posible. La zona no cubierta comprendida entre 160 y 210 grados resulta del todo inaccesible por estar en el interior de la cámara de vacío y no tener ventana.

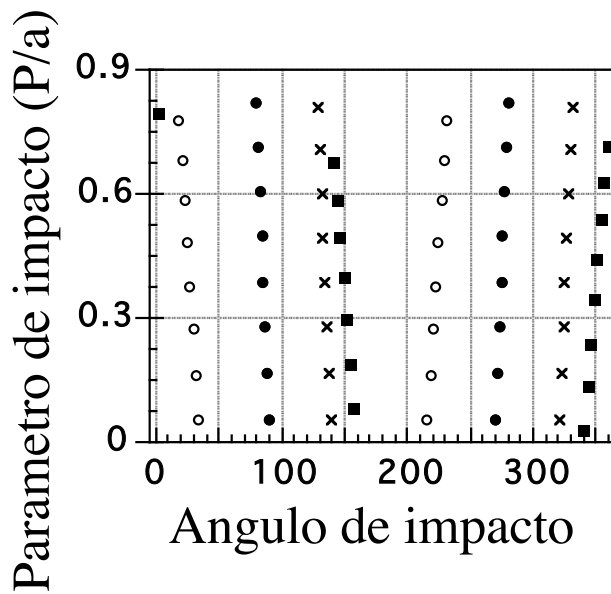


Figura 3.4 Localización de cada uno de los detectores de cada cámara en el espacio (P, ϕ).

3.3 Diseños finales y ubicación en la cámara de vacío de TJ-II

Las dos cámaras exteriores (cámaras 2 y 4 numerándolas desde abajo a la izquierda siguiendo el sentido antihorario) son idénticas, la única diferencia estriba en que una de ellas, la inferior, está montada sobre una brida inclinada en el ángulo preciso para tener una visión centrada del plasma. Ambas disponen de una llave de vacío que permite aislarlas de TJ-II y que facilita su mantenimiento, un manipulador con un carrusel de filtros para poder seleccionar el rango de energía de interés en cada experimento, dos salidas para evacuación del aire del interior y un aislante de teflón diseñado en forma de brida para aislar eléctricamente los detectores de la cámara de vacío de TJ-II (ver Figura 3.5).

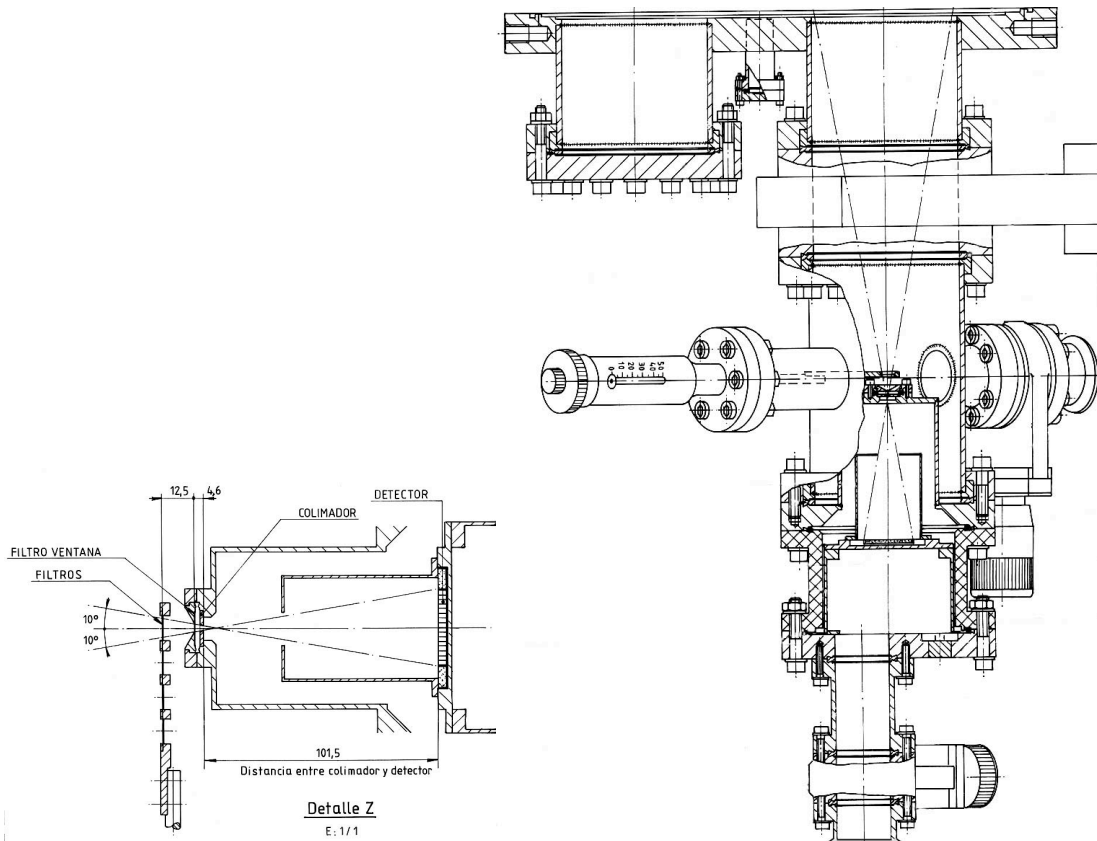


Figura 3.5 Esquema de las cámaras exteriores y un detalle de la geometría de los detectores, colimador y carrusel de filtros.

En el diseño de las cámaras interiores se ha incluido un sistema de protección para evitar que éstas se dañen durante las fases de acondicionamiento de TJ-II. Durante estas fases de limpieza de las paredes, diversas micropartículas, fundamentalmente de carbono, pueden impactar sobre los filtros de Be y quedarse adheridas a ellos, modificando su eficiencia de transmisión. Para ello, se ha incluido en su diseño unos manipuladores especiales que, en cualquier momento, permiten colocar una pantalla protectora muy próxima a los filtros. El sistema diseñado para la cámara 1 consiste un manipulador, montado separado de la cámara, que desplaza una cazoleta de teflón (ver Figura 3.1) que se acopla perfectamente sobre el soporte del único filtro que posee esta cámara.

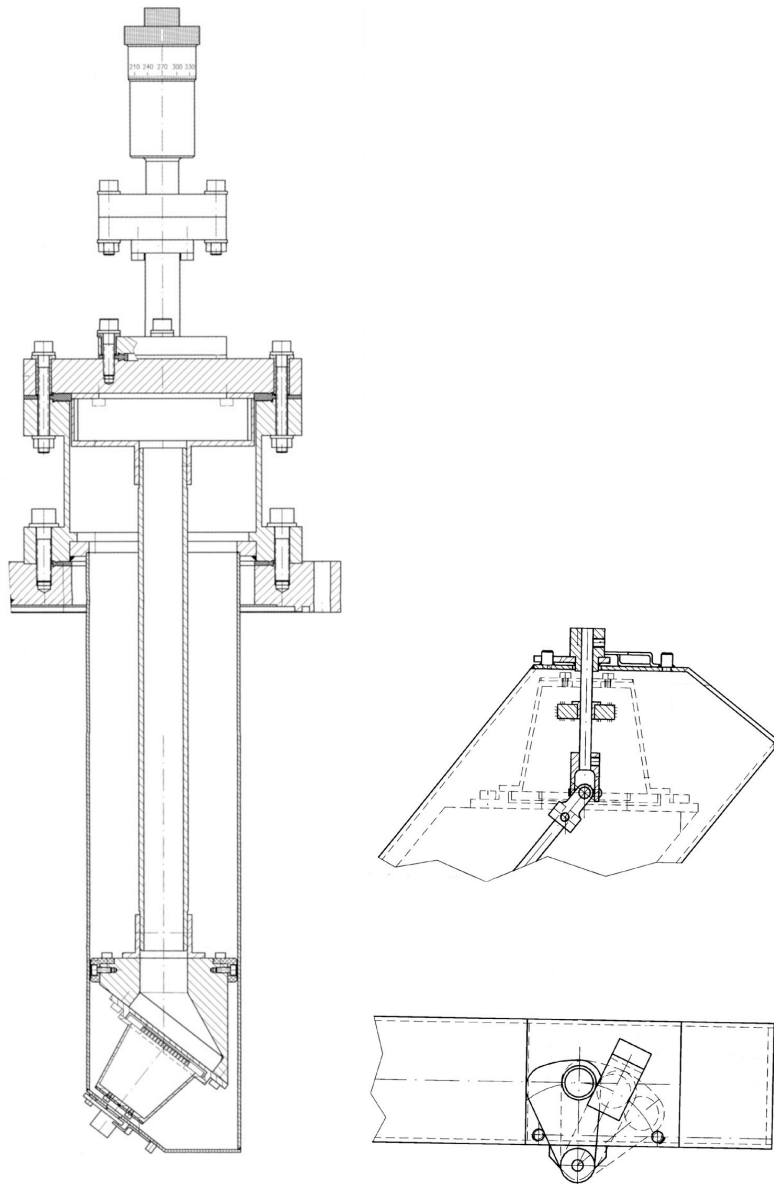


Figura 3.6 Esquema de una de las cámaras interiores y un detalle de la geometría de los detectores, colimador y carrusel de filtros.

Por el contrario, en el caso de las cámaras 3 y 5 la varilla accionada por manipulador exterior va por el interior de las propias cámaras para desplazar un pequeño carrusel que contiene el obturador y un filtro adicional que puede superponerse al que va fijo en la cámara. Una pequeña marquesina fija, soldada sobre la estructura de la cámara, permite la ocultación simultánea de ambos filtros. Dado que las cámaras están inclinadas con respecto a la tapa principal de soporte de TJ-II, el brazo que hace girar el carrusel se

acopla con una junta tipo cardan a la varilla accionada por el manipulador (ver Figura 3.6).

3.4 Colimadores

Se ha optado por colimadores rectangulares de 2mm x 5mm. Dos milímetros de apertura vertical permiten tener una resolución en las cuerdas de visión de 1.5 cm, suficiente para cubrir todo el plasma con los detectores escogidos. Lo ideal hubiese sido, especialmente en la fase ECRH, ampliar más allá de 5mm la apertura horizontal, que define la resolución en la dirección toroidal, para así incrementar la señal sin perder resolución en la dirección poloidal que es la que verdaderamente se pretende reconstruir. Esta es una práctica habitual en tokamaks dado que tienen simetría toroidal. La distancia entre colimador y detectores fue también optimizada para aumentar la señal, y reducir el tamaño de las cámaras, sin incrementar excesivamente el solapamiento de las cuerdas de visión.

3.5 Carruseles de filtros

Las cámaras exteriores van equipadas con un juego completo de filtros de Be cubriendo el rango de espesores desde 8 μm hasta 50 μm .

Como primer diseño de cámara interior se instaló una sin carrusel de filtros. Posteriormente se instalaron dos más con un carrusel de filtros, aunque eso sí, de sólo dos posiciones (8 μm y 33 μm). Dado que por ser cámaras interiores no son accesibles de forma rutinaria, la posibilidad de incluir al menos dos filtros era esencial para la segunda etapa de TJ-II, donde se simultanearán los plasmas tipo ECRH y NBI. Estos carruseles llevan incorporado además un sistema para cerrar, taponar el colimador y evitar que se depositen capas de materiales sobre los detectores durante las descargas de limpieza, habituales en TJ-II.

Para facilitar la simulación teórica de los datos experimentales es conveniente que la contribución procedente de transiciones de línea sea lo menor posible. Por eso es aconsejable utilizar filtros de Be de al menos 25 μm de espesor. Estos filtran prácticamente toda la radiación de baja energía, visible y ultravioleta, dejando pasar únicamente fotones con energías superiores a 1 keV, que es la energía idónea para un sistema de tomografía basado en la detección de rayos x blandos pues permite eliminar la contribución de las líneas del oxígeno, del carbono y del hierro, que son los principales contaminantes de los plasmas de TJ-II. Esto permite una interpretación de

las señales obtenidas únicamente en función de parámetros del plasma como son la T_e y la n_e (además de las densidades de las especies iónicas). No obstante, dada la baja densidad electrónica de los plasmas de ECRH se decidió incluir filtros de hasta $8\ \mu\text{m}$ con objeto de aumentar la señal. Estas señales habrán de simularse mediante códigos más completos que incluyan la radiación de línea, como es el caso de IONEQ.

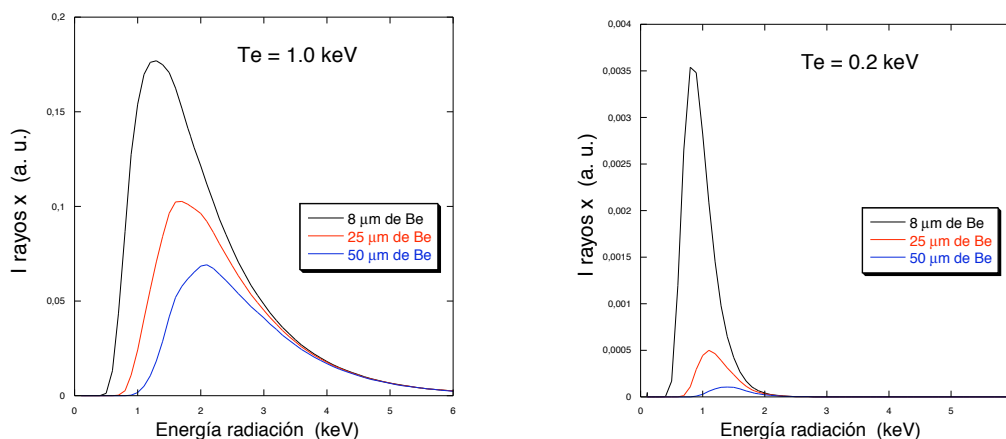


Figura 3.7 Efecto del espesor del filtro sobre el espectro de señal de rayos x detectada por las cámaras. A menor temperatura del plasma la señal transmitida depende muy fuertemente del espesor del filtro. El gráfico de izquierda es representativo de las zonas del centro del plasma y el de la derecha de las del borde.

El rango de energía de trabajo en TJ-II se muestra en la Figura 3.7, donde el extremo de baja energía está limitado únicamente por la transmisión del filtro de Be utilizado. Como puede verse en las figuras, el efecto de reducir el espesor del filtro es incrementar la señal, siendo este incremento mucho más acusado para bajas temperaturas electrónicas, aumentando fuertemente la captación de rayos x procedentes de las zonas periféricas del plasma. Este incremento de la señal se produce a costa de aumentar la contribución de las transiciones de línea (no mostradas en Figura 3.7). La Figura 3.8 muestra la posición de las transiciones de línea más importantes.

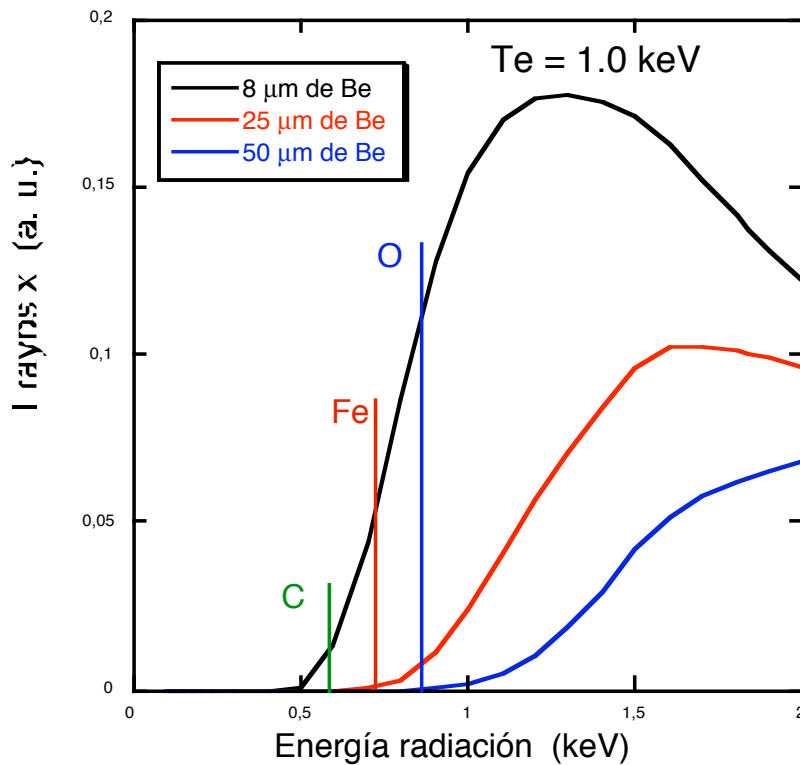


Figura 3.8 Izquierda: coeficientes de transmisión del Be para espesores de 8, 25 y 50 μm junto con la posición de las principales líneas de C, Fe y O.

Por el contrario, el extremo de alta energía de los espectros mostrados en la figura 3.7 viene determinado por la anchura de la región sensible del diodo. La caída exponencial que presenta la emisión de rayos x está relacionada con la función de distribución electrónica que, normalmente se asume como maxwelliana. Esto no es así cuando existen poblaciones supratérmicas. Por esto, para minimizar su posible contribución al flujo total se encargaron diodos con una región sensible de sólo 50 μm , muy inferior a los 350 μm más habituales en tokamaks. A pesar de esto, se ha comprobado cómo, para filtros con espesores de más de 25 μm , la contribución de emisión de frenado en pared, procedente de pérdidas directas de electrones supratérmicos, no es despreciable, especialmente a bajas densidades y con calentamiento por ECRH off-axis [Med-04,Med-07].

3.6 Aislamiento eléctrico

Se han utilizado para este fin juntas de teflón que permiten mantener unas condiciones de alto vacío y son compatibles con el calentamiento de la cámara de TJ-II a 200° C.

3.7 Apantallamiento

Estudios previos demostraron que es necesario colocar un doble apantallamiento metálico, no sólo para reducir el ruido parásito que generan los campos de TJ-II sino también para minimizar las corrientes generadas por flujos asimétricos de cargas sobre las cámaras de rayos x. Estos flujos, que pueden llegar a generar corrientes de hasta un orden de magnitud superior a las señales que se pretende medir, se interceptan mediante el apantallamiento exterior, que debe estar aislado del interior y conectado a la masa de la cámara de vacío. El apantallamiento interno va conectado a la masa de diagnóstico y es el que verdaderamente funciona como una jaula de Faraday.

3.8 Amplificadores y cableado del sistema

Los amplificadores, diseñados y construidos en nuestro laboratorio de electrónica, tienen un diseño compacto y reducido para poder situarlos lo más cerca posible de los detectores y evitar, en la medida de lo posible, el ruido que se induce en los cables. Se ha trabajado en la eliminación de ruidos inducidos por “pick up” magnético, especialmente intenso en TJ-II, pues cada 1.1 ms se realizan correcciones en las corrientes que pasan por cada una de las bobinas y esto genera variaciones en los campos magnéticos que, a su vez, inducen corrientes en el cableado del diagnóstico. En un sistema multicanal es imposible eliminar todos los lazos de masa internos y por tanto se verá afectado por este problema.

Dado que no es posible apantallar los campos magnéticos con materiales ferromagnéticos, pues es incompatible con las especificaciones técnicas de TJ-II, se ha incidido en la eliminación de los lazos de masa internos siempre que ha sido posible, y si no, en la orientación de los componentes sensibles según la componente principal del campo magnético, de forma que, el flujo magnético que atraviese el área del lazo de masas sea mínimo. Alternativamente, cuando la orientación no ha podido optimizarse, se ha tratado, como mal menor, de compensar estas corrientes inducidas por las variaciones del campo magnético añadiendo lazos de masa adicionales, con la geometría adecuada para generar corrientes inducidas iguales y de signo contrario.

Durante la etapa ECRH se han utilizado ganancias superiores a 2×10^7 rutinariamente para medir corrientes de hasta $0.01 \mu\text{A}$. Ganancias tan altas limitan, no obstante, el ancho de banda del sistema hasta los 30 kHz.

Se sigue trabajando en la mejora de los amplificadores para hacerlos más versátiles, dotándolos de la posibilidad de variar la ganancia y el ancho de banda sin deteriorar la aceptable relación señal/ruido obtenida hasta la fecha.

3.9 Materiales

Se han utilizado en todo momento materiales de baja permeabilidad magnética ($\mu_r < 1.01$), aceros 316LN y similares, en todos los componentes.

3.10 Calibración relativa y absoluta de las cámaras de rayos x

Los sistemas de tomografía con múltiples cámaras presentan el problema de ajustar con la suficiente precisión relativa las posiciones y las orientaciones de los distintos componentes. Esta no es una tarea fácil de realizar pues requiere una alta precisión, menor que un milímetro, para después poder combinar los datos provenientes de los múltiples detectores. El hecho de que varias cámaras se encuentren en el interior de la cámara de vacío todavía complica más la situación. El problema no puede resolverse completamente mediante una cuidadosa medición de los componentes antes de ser montados, pues siempre existen pequeñas tolerancias que durante el montaje hacen que el resultado final se modifique ligeramente (unos pocos milímetros o décimas de grado). Para la determinación de los perfiles de emisión de SXR basta con realizar un calibrado relativo de las distintas cámaras instaladas. El sistema empleado para refinar la posición es el de realizar, con EBITA, una serie de cálculos modificando levemente los parámetros hasta conseguir una reconstrucción perfecta del mapa de emisividad de rayos x blandos [Cru-90]. Para esto es esencial utilizar los datos de varias descargas en las cuales estamos seguros de que la emisividad presenta la mayor simetría conocida posible. Las descargas escogidas para realizar esta tarea han sido descargas pertenecientes a configuraciones de gran tamaño y carentes de racionales de bajo orden cerca del centro del plasma (100_44_64) y con la densidad electrónica lo más alta y estable, en el tiempo, posible. Con esto último se minimizan posibles asimetrías como las debidas a la presencia de electrones atrapados en el rizado de campo magnético de la máquina.

Un calibrado absoluto de las cámaras, aunque aproximado, se ha realizado mediante la utilización simultánea de diferentes filtros en varias cámaras. Cuando la emisión procedente del plasma está parcialmente dominada por una impureza conocida, cuya contribución de radiación de línea varía significativamente según el filtro empleado,

puede determinarse la densidad de esta impureza a partir de la relación de señales [Wel-80] y por tanto estimar el valor total de la señal medida. Se han utilizado descargas con inyecciones moderadas de Fe y se han utilizado los perfiles de densidad y temperatura electrónica dados por el diagnóstico de “Thomson scattering”. Es esencial que las descargas utilizadas sean inmediatamente posteriores a realizarse el acondicionamiento de pared (boronización) para que exista el menor número posible de contaminantes en el plasma.

3.11 Resultados experimentales

Los perfiles de T_e , n_e y n_i definen completamente la forma del perfil de rayos x blandos. En TJ-II éste es muy piqueado y estrecho, presenta alta emisión en el centro del plasma con respecto a las zonas del borde, donde disminuye tanto la emisión que apenas hay señal para radios efectivos superiores a 0.7. Esta característica de TJ-II es consecuencia de lo extremadamente piqueado que es el perfil de temperatura electrónica. Los perfiles de densidad son anchos y, como se ha mencionado anteriormente, en plasmas ECRH, no puede ser superior a $1.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Por otro lado, los plasmas de TJ-II presentan normalmente una baja presencia de impurezas, especialmente tras comenzarse a boronizar las paredes de la cámara de vacío de forma habitual. Todas estas características hacen que el flujo de rayos x blandos que llega a los detectores, incluso a los colocados en el interior de la cámara de vacío, sea extremadamente bajo, varios órdenes de magnitud inferior al correspondiente para tokamaks de tamaño parecido y un orden de magnitud inferior al de otros estelators como W7-AS. Por esta razón, hasta el momento presente no ha sido posible realizar uno de los objetivos de este diagnóstico, que es el de caracterizar de forma sistemática la posición de superficies racionales de bajo orden. Sólo en casos muy favorables, como se verá más adelante, ha sido posible determinar su presencia.

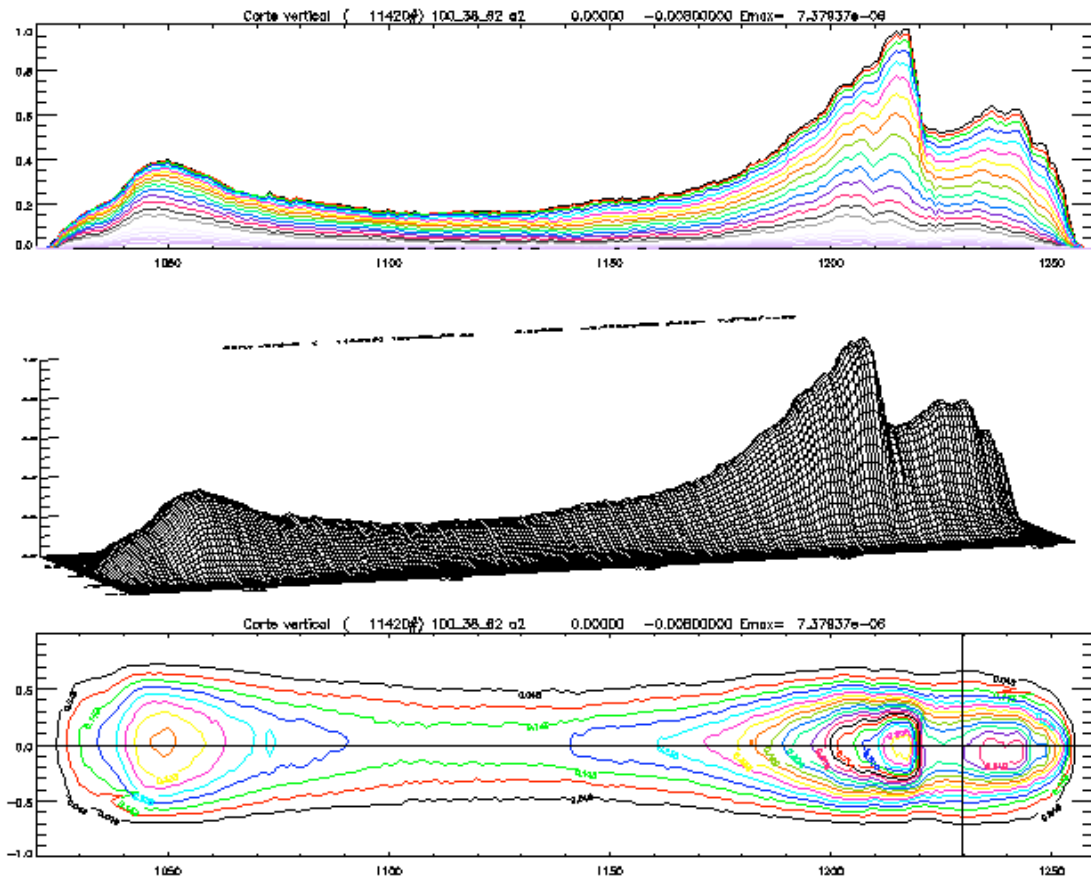


Figura 3.9 Evolución temporal de los perfiles reconstruidos de rayos x blandos para una descarga con calentamiento por ECRH y NBI. Línea negra vertical en $t=1230$ ms muestra el “tiempo Thomson”.

No obstante, este diagnóstico permite aportar valiosa información sobre los perfiles de TJ-II. Opera rutinariamente almacenando información de casi todas las descargas y permite visualizar la evolución temporal de múltiples fenómenos como son la inyección/entrada de impurezas, su transporte y su posible acumulación en el centro del plasma, es capaz de distinguir entre impurezas de baja y alta Z [Tab-01, Tab-02] y su distribución radial [McC-04] y detecta la propagación de pulsos de calor [Mil-02] así como de las súbitas bajadas de la densidad central provocadas por inestabilidades asociadas a la presencia de racionales de bajo orden [Med-07].

En la Figura 3.9 se muestra la evolución temporal de una descarga completa de TJ-II. Se muestran los datos reconstruidos tomográficamente mediante EBITA a intervalos de 1 ms (la resolución temporal máxima es de 0.04 ms). Se trata de una descarga con calentamiento ECRH hasta el milisegundo 1220 y con calentamiento NBI desde el milisegundo 1140. En la parte superior está representada la evolución temporal de los

valores de emisividad local (reconstruida) para distintos valores de radio efectivo; en el centro, se muestra la misma información mediante un diagrama 3D; y abajo, mediante un diagrama de contornos de isoemisividad. La línea vertical en el diagrama de contornos indica el instante de tiempo en el que el diagnóstico de “scattering” Thomson fue activado para tomar los perfiles de densidad y temperatura electrónica. En la Figura 3.10 pueden verse las reconstrucciones de la emisividad local de rayos x blandos para dos tiempos distintos, uno durante la fase puramente ECRH (izquierda y perfil negro de la figura central) y el otro durante la fase puramente NBI (derecha y perfil rojo). Los perfiles representados en la figura central han sido normalizados. Puede apreciarse que no existen grandes diferencias entre uno y otro caso, a pesar de que los perfiles de n_e y T_e son muy diferentes en ambos casos. Las formas de los contornos de isoemisividad son muy parecidas debido a que las superficies de flujo no se ven significativamente afectadas por la presencia del plasma y, teóricamente, al menos en primera aproximación, éstas deben corresponderse con valores de isoemisividad (mismos valores de n_e , T_e y n_i). No obstante, se aprecia una ligera diferencia en forma de un desplazamiento hacia el interior de TJ-II de la columna de plasma. Al cambiar de tipo de calentamiento se modifican también la corriente del plasma, el campo eléctrico radial y, por ello la dirección de la deriva de las partículas (electrones e iones). Todo esto da lugar a un reordenamiento de la emisividad con una geometría muy similar pero con un ligero desplazamiento del orden de 5 mm.

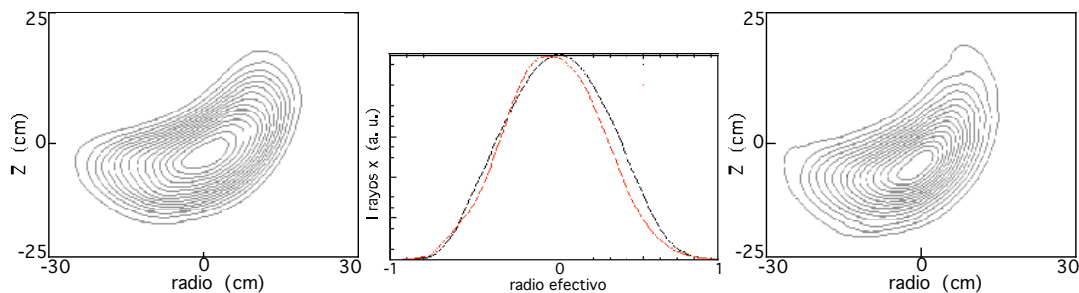


Figura 3.10 *Diagramas de contornos con las emisividades de rayos x blandos durante la fase ECRH (izquierda) y la fase NBI (derecha). Los perfiles según un corte vertical se muestran en el centro. Negro para la fase ECRH y rojo para la de NBI.*

La Figura 3.11 muestra el perfil de Z_{eff} evaluado con IONEQ (izquierda) para la misma descarga de las figuras anteriores haciendo uso de los perfiles de n_e y T_e medidos con el diagnóstico de “scattering” Thomson [Her-03] en el tiempo 1230 ms. Estos perfiles de

densidad y temperatura se muestran a la derecha (verde y negro respectivamente). El cálculo de Z_{eff} se ha realizado asumiendo que la impureza dominante durante la fase NBI es carbono. Esta es una muy buena aproximación puesto que tanto los limitadores como las protecciones de la cámara de vacío, donde impactan los neutros rápidos que no son absorbidos por el plasma, son de grafito. Se aprecia que el perfil de Z_{eff} es bastante plano con un valor entre 1.7 y 1.8 hasta aproximadamente la mitad del radio efectivo del plasma, que es donde el perfil de densidad comienza a bajar. Para radios efectivos mayores, Z_{eff} parece aumentar, algo que no tiene mucho sentido físico pues la temperatura descende y así debería hacerlo Z_{eff} . En realidad lo que sucede es que por debajo de 150 eV es necesario tener en cuenta el transporte de los iones y en este caso no se ha tenido en cuenta.

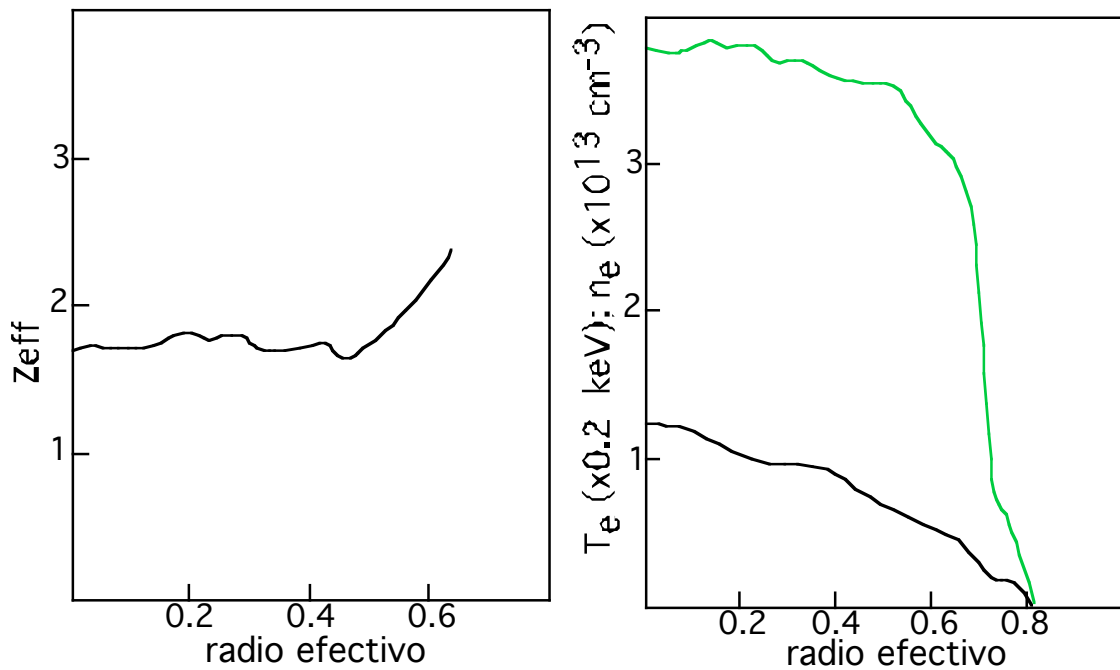


Figura 3.11 Perfil de Z_{eff} calculado durante la fase NBI (izquierda) usando los perfiles de densidad (en verde; $\times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) y temperatura (en negro; keV) electrónicas obtenidos mediante Thomson “scattering” (derecha)

El valor obtenido de Z_{eff} no es muy alto pero aun así implica que la densidad relativa de C (n_c/n_e) es del 3%. Dado el alto valor de n_e en esta descarga ($3.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) supone que una gran cantidad de C ha sido extraído de los limitadores y de las protecciones de la cámara de vacío durante la entrada del haz de neutros. Nótese que aplicando la fórmula (2.34) con $Z_c = 6$ y un $N_c = 3\%$ debería obtenerse un valor de Z_{eff} superior a 2. Esto no

es así porque dada la baja temperatura electrónica (menor que 300 eV) el carbono no se encuentra completamente ionizado ni siquiera en el centro del plasma. Por todo esto puede concluirse que alrededor del 15% de los electrones que componen el plasma en esta descarga de NBI provienen de átomos de C.

Un ejemplo de la evolución temporal de los perfiles de densidad calculados a partir de la emisión de rayos x blandos puede verse en la Figura 3.12. Para su elaboración se han combinado los perfiles n_e y T_e obtenidos con Thomson “scattering” y la evolución temporal de los perfiles de T_e , obtenidos a partir de la emisión de radiación ciclotrónica, con las emisividades reconstruidas de rayos x. Asimismo, se ha supuesto que la emisión de rayos x está dominada por impurezas de carbono.

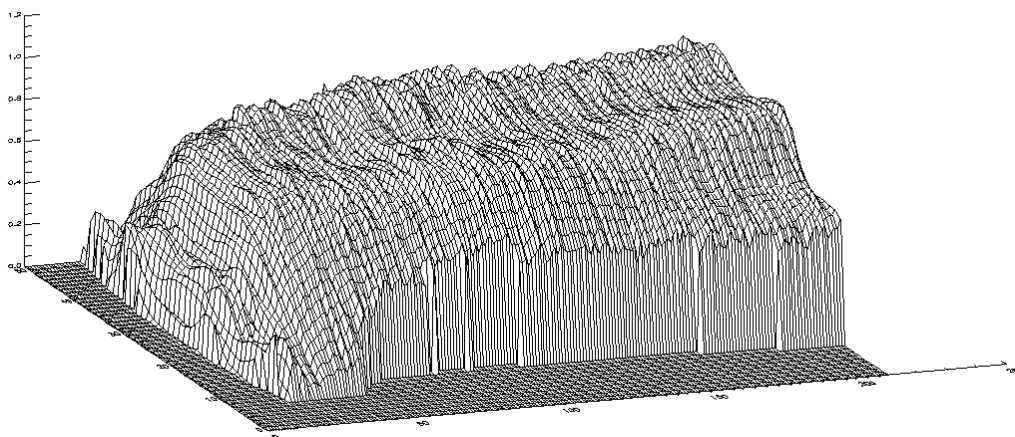


Figura 3.12 *Evolución temporal de los perfiles de densidad, zona central, para una descarga ECRH (#7045).*

De esta forma, se pueden obtener perfiles de densidad hasta un radio efectivo máximo de 0.7 [Gar-02, Gar-05]. Más hacia la periferia, la temperatura electrónica es muy baja y el método falla. Como puede apreciarse, los perfiles de densidad son huecos, ya que se trata de una descarga calentada por ECRH.

En cuanto a la caracterización de islas asociadas a las superficies racionales de bajo orden, recientemente ha sido posible detectar la presencia de dos islas asociadas a la racional 4/2. Habitualmente, los plasmas con configuraciones magnéticas que incluían la superficie magnética con transformada rotacional $\iota = 2$ eran muy frías y ni siquiera presentaban emisiones detectables de rayos x blandos. Esto era debido a que las islas magnéticas ocupaban buena parte del plasma, conectando prácticamente el centro del

plasma con el borde y reduciendo considerablemente el confinamiento de las partículas y de la energía. Recientemente, sin embargo, se ha podido incluir la superficie racional $\iota = 2$ y reducir el tamaño de las islas mediante la aplicación de un campo adicional.

Conectando una bobina de inducción es posible generar una corriente óhmica en el plasma, tal y como ocurre en los tokamaks. Esta corriente genera una contribución adicional al campo magnético poloidal produciendo un incremento de la cizalla magnética y por tanto un mayor rango de transformada rotacional a lo largo del perfil del plasma.

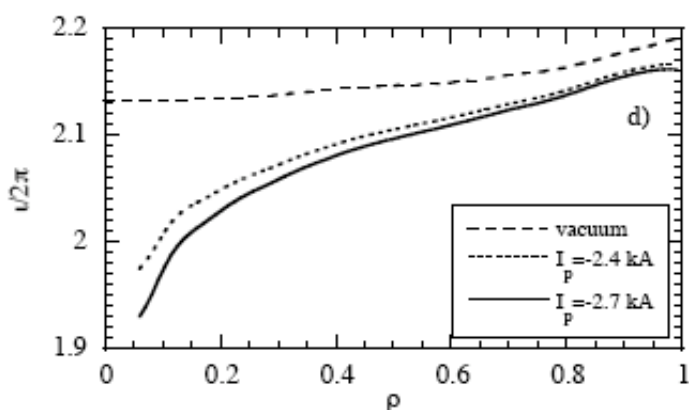


Figura 3.13 Perfil de transformada rotacional calculado para tres casos: configuración magnética de vacío y para 2.4 kA y 2.7 kA de corriente inducida en el plasma.

En la Figura 3.13 se muestra el cálculo del perfil de transformada rotacional en tres casos distintos: configuración de vacío y con corrientes óhmicas inducidas de -2.4 y -2.7 kA [Bru-06]. Puede ver cómo partiendo de una configuración magnética cuya transformada rotacional no pasa por el valor $\iota = 2$, este valor sí se alcanza al inducir una corriente óhmica en el plasma. Sin embargo, lo realmente interesante de utilizar la inducción de corriente es pasar por este valor al tiempo que se aumenta el gradiente de la transformada rotacional.

El efecto que tiene este aumento en el gradiente es confinar en un espacio más reducido las islas asociadas con $\iota = 2$, al tiempo que se pueden posicionar radialmente en la posición deseada. Se han generado islas con anchuras de entre 3 y 5 cm en posiciones radiales fijas, sin rotar. En el interior de un isla magnética la temperatura electrónica es

constante y por tanto deben aparecer como zonas de emisividad constante en las reconstrucciones tomográficas de los rayos x blandos obtenidas utilizando filtros de 8μ .

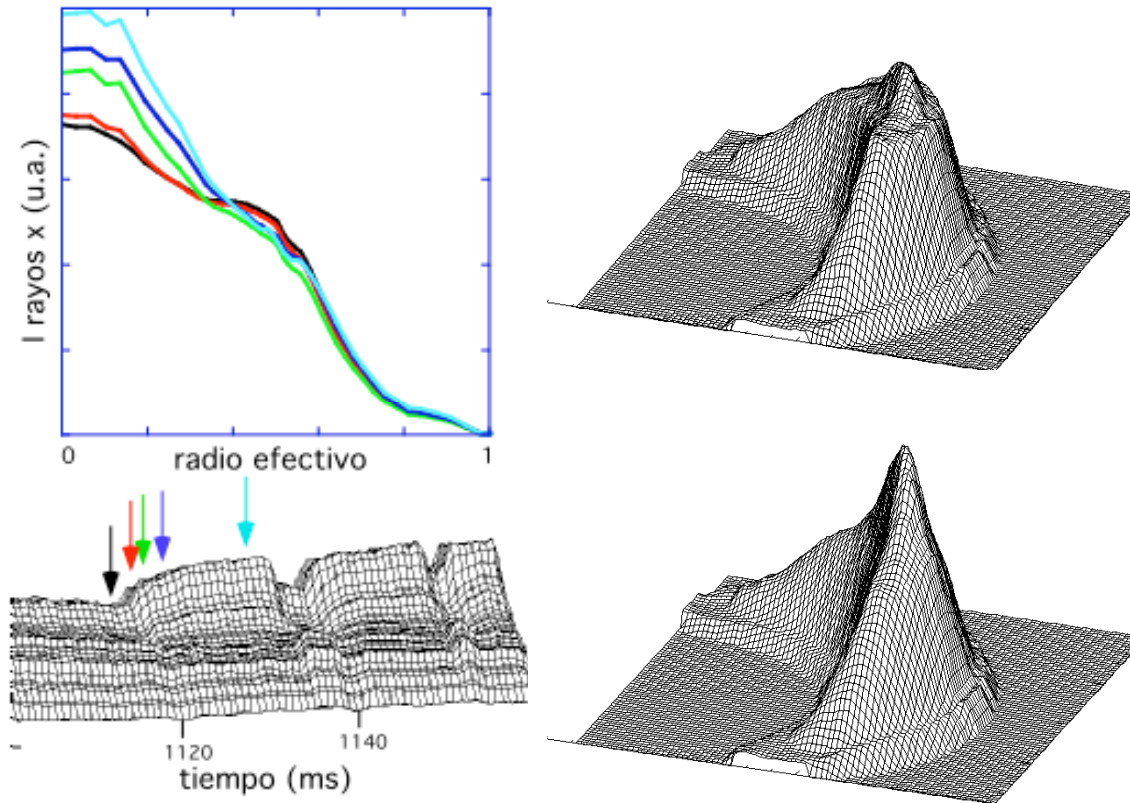


Figura 3.14 *Reconstrucción tomográfica donde se aprecian los aplanamientos en el centro relacionados con la presencia de islas en el plasma. Los radios efectivos son los calculados para la configuración magnética en vacío (sin corriente óhmica). Las reconstrucciones de la derecha se corresponden a los perfiles negro (arriba) y azul claro (abajo).*

En la Figura 3.14 pueden verse los perfiles obtenidos para varios tiempos (izquierda) en los cuales los aplanamientos asociados se van reduciendo hasta hacerse casi imperceptibles. Aunque la definición de radio efectivo pierde gran parte de su significado en las zonas donde existen islas magnéticas, especialmente si éstas, como es el caso, son grandes, se ha utilizado este parámetro por claridad; para lo cual, se han utilizado los radios efectivos determinados a partir de la configuración de vacío, sin islas, para representar los distintos perfiles. En la parte derecha se muestran las

reconstrucciones bidimensionales para los tiempos marcados en negro y azul claro, apreciándose un claro piqueamiento, mejora del confinamiento de partículas en el centro del plasma, al tiempo que se reduce la anchura de las islas.

Mediante la técnica del SVD se han analizado las reconstrucciones obtenidas en un intervalo de tiempo de 25 ms que comprende desde poco antes del perfil marcado en negro en la Figura 3.14 hasta el perfil marcado en azul claro. Puede apreciarse claramente que se pueden resolver dos islas poloidalmente (ver Figura 3.15). Es un hecho bien conocido que la técnica SVD no puede resolver dos sucesos espaciales, aparentemente independientes, que tengan lugar simultáneamente. En nuestro caso, estamos tratando de visualizar cómo se produce la transición entre los dos mapas de emisividad mostrados en la Figura 3.14 y tenemos que, por una parte, desaparecen los aplanamientos centrales, y por otra, que se produce un fuerte piqueamiento del mapa de emisividad. El que ambas modificaciones aparezcan en el mismo modo al hacer la descomposición SVD, nos está indicando que ambas se producen al mismo tiempo: de forma progresiva se van reduciendo los aplanamientos (relacionados con la anchura de las islas) al tiempo que se va produciendo el aumento de la emisividad central (asociado a la mejora del confinamiento).

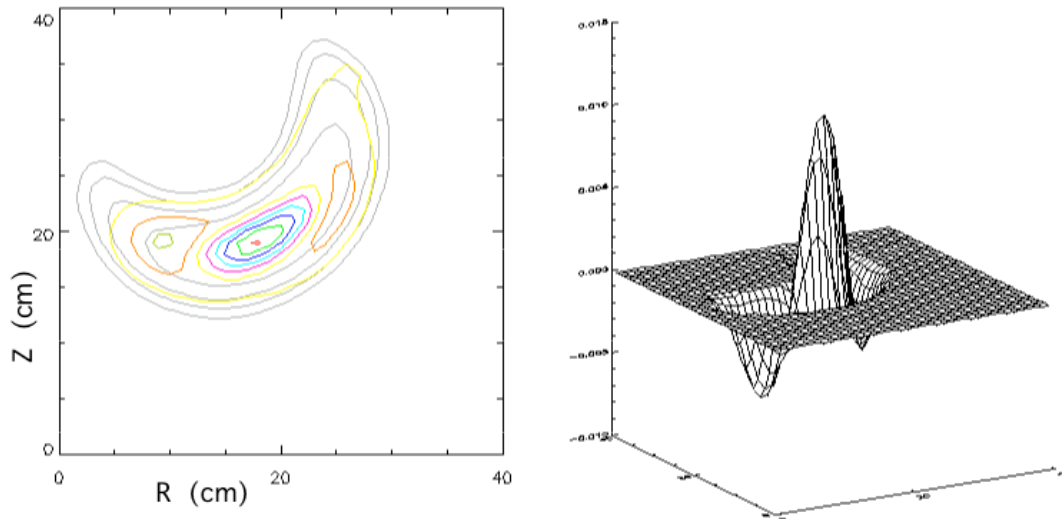


Figura 3.15 Segundo “topo” en relevancia obtenido aplicando la técnica de la SVD. La dependencia poloidal del aplanamiento asociado a la racional $4/2$ y el piqueamiento aparecen acoplados.

Finalmente, en la Figura 3.16 puede apreciarse el fenómeno opuesto, el colapso del perfil piqueado o diente de sierra (reconstrucción de la Figura 3.14 abajo a la derecha),

hasta recuperar el estado anterior (reconstrucción de la Figura 3.14, arriba a la derecha). Este proceso es, a diferencia del anterior muy rápido, tiene lugar en menos de un ms. En la serie de tiempos, los diagramas de contorno mostrados indican que el centro del plasma es expulsado preferentemente a través de las zonas donde se encuentran las islas magnéticas. Este hecho no es extraño si tenemos en cuenta que las islas magnéticas son zonas donde, por lo general, el transporte radial se ve fuertemente favorecido, y por tanto, la salida de todas las partículas, inicialmente confinadas en el centro, se producirá preferentemente a través de ellas. En cualquier caso, lo relevante de esta observación es que las islas siguen ahí, esto es, que el perfil de transformada rotacional no ha colapsado, y su mínimo ha subido por encima de $\iota = 2$, como hubiera sido el caso si se hubiese producido un proceso de reconexión magnética. Por tanto, el mecanismo que provoca el súbito colapso del centro del plasma debe ser otro. Un posible candidato podría ser la variación del campo eléctrico, o su derivada, en las proximidades de la racional $\iota = 2$, posiblemente como consecuencia de un solapamiento de la zona de deposición de potencia de ECRH con la propia zona de influencia de la racional.

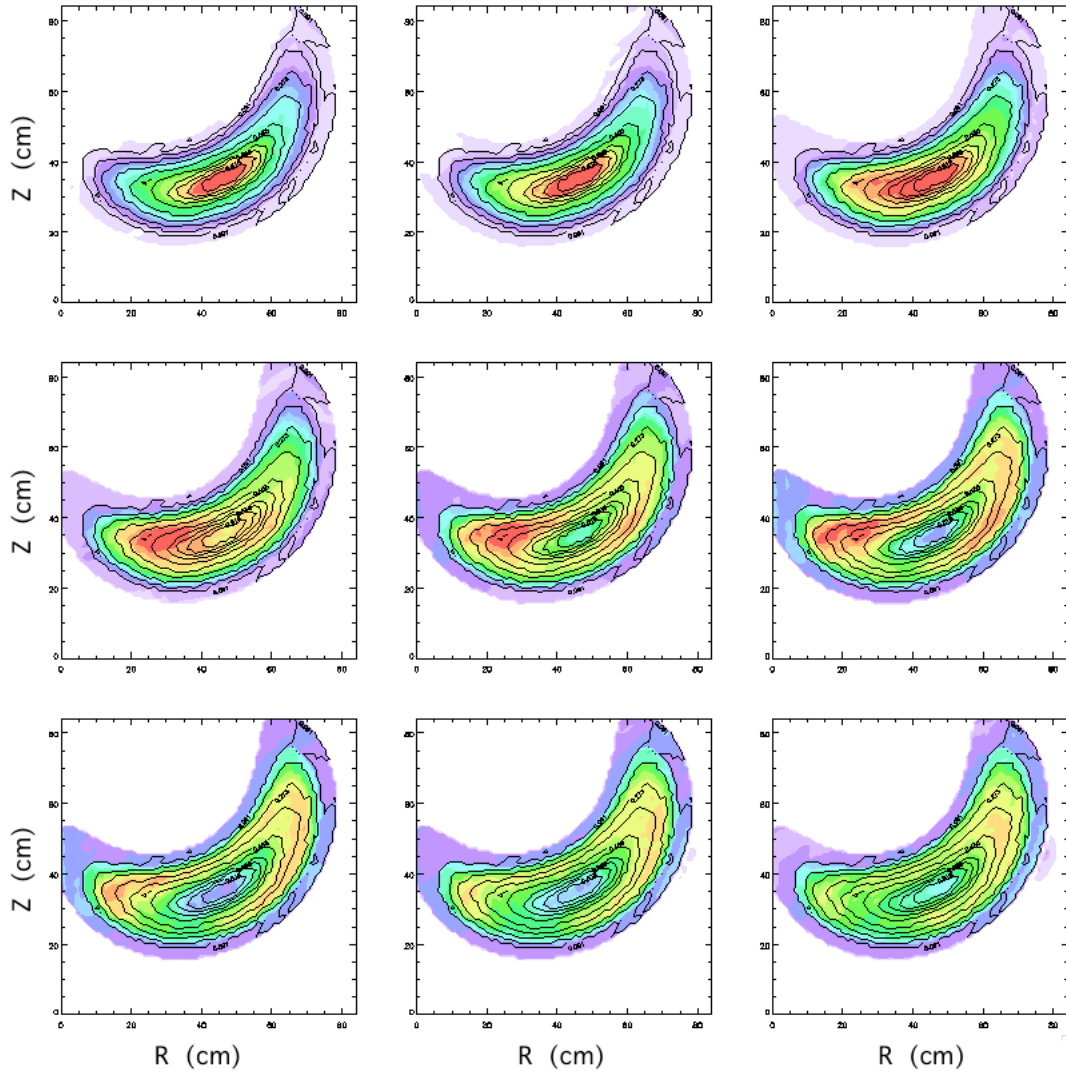


Figura 3.16 *Evolución temporal del colapso del perfil de rayos x blandos. El intervalo entre cada reconstrucción es de 0.1 ms. La secuencia temporal avanza por filas, de izquierda a derecha y luego de arriba abajo.*

4 Diseño de un diagnóstico de espectroscopía en el rango de los rayos x blandos.

Una de las técnicas que se utilizan para obtener el espectro de energía de la radiación emitida por un plasma en el rango de los rayos x blandos (1 keV – 20 keV) es la del análisis de amplitud de impulsos (PHA). Con ella no se pueden conseguir grandes resoluciones (la anchura a mitad de altura (FWHM) es siempre mayor que 180 eV) y, además, es necesario ajustar cuidadosamente el flujo de fotones que llegan al detector para que no supere un determinado valor que sature la cadena electrónica. Sin embargo, este sistema permite detectar fotones en un amplio rango de energías simultáneamente. La utilización de diferentes filtros permite, además, seleccionar ventanas en energía de forma sencilla. Aun con su moderada resolución en energía, este diagnóstico es de gran utilidad puesto que es adecuado para detectar la presencia de determinadas impurezas habituales en el plasma, a través de sus emisiones características, correspondientes a las líneas K y L. Asimismo, de la componente continua de espectro, se puede extraer información acerca de la temperatura electrónica y de la presencia de poblaciones supratérmicas.

La técnica PHA consiste en la medición individual de la energía de cada fotón detectado. Los espectros se obtienen acumulando un gran número (habitualmente más de 1000) de estas observaciones o cuentas. La resolución temporal máxima que se obtiene depende por tanto del tiempo que la cadena electrónica emplea en analizar individualmente todos esos fotones que, para los parámetros escogidos en TJ-II, es del orden de 10 ms.

Como detector, este diagnóstico emplea un cristal de Ge (de ultra baja energía, ULGe) enfriado a la temperatura del nitrógeno líquido. En concreto se ha elegido el detector de CANBERRA, que consiste en un cristal plano de Ge modelo GUL0035P con un cristal de 6.2 mm de diámetro y 5 mm de espesor (rango de detección entre 0.2 – 200 keV), un preamplificador de carga modelo 2008 y un criostato, modelo 7935/S-7F, con capacidad de 5 litros de N₂ líquido que confiere una autonomía de 5 días. Alternativamente, cuando se quiere utilizar el detector de Ge para otros fines, como la detección de rayos x de alta energía detectados en otras localizaciones de la

máquina, puede equiparse este diagnóstico con un detector de Si(Li) (cristal de 5 mm de diámetro y 2 mm de espesor; rango de medición entre 1 y 30 keV) CANBERRA de prestaciones similares y que sólo necesita un acoplo mecánico especial. Su preamplificador y criostato son idénticos. Las eficiencias de estos dos detectores se pueden ver en la Figura 4.1)

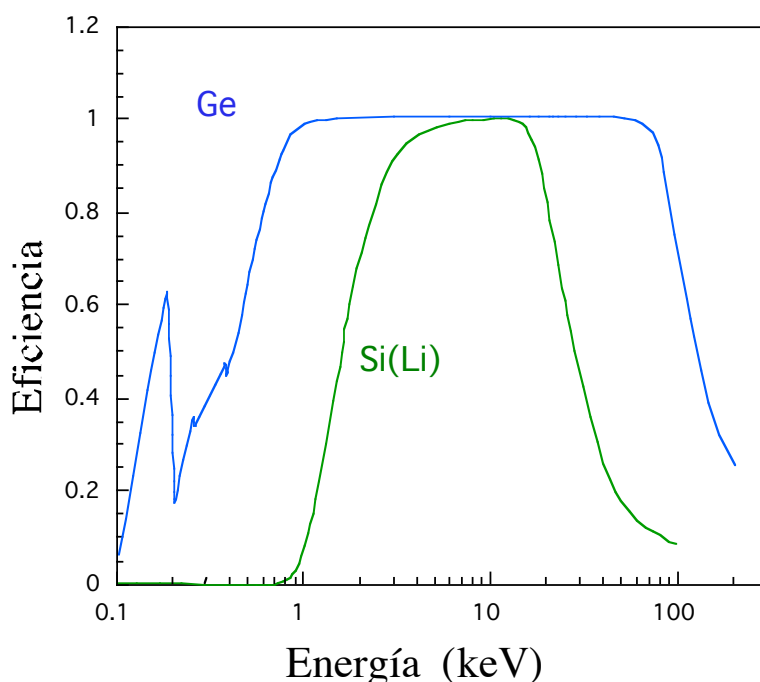


Figura 4.1 Eficiencia de los detectores de Ge y Si(Li). Las caídas de la derecha corresponden al poder de absorción de 5 mm de Ge y 2 mm de Si. La subida de la curva azul corresponde a la eficiencia del cristal de Ge sin filtro. La subida de la curva verde es la transmisión del filtro de Be (25μ) que llevan ambos detectores.

La cadena electrónica empleada consta de un amplificador espectroscópico modelo 2024 (CANBERRA) y un conformador de pulsos cuadrados (“linear gate stretcher”) modelo 542 (ORTEC). La señal es después digitalizada con una alta frecuencia de muestreo (2 a 5 MHz) y procesadas las cuentas mediante “software”.

Para obtener una alta resolución en energía (180 eV) es necesario emplear tiempos de conformación en el amplificador espectroscópico superiores a $2 \mu s$, no obstante, esto provoca que la cadena tarde mucho tiempo en procesar los pulsos necesarios para obtener un espectro, reduciéndose la resolución temporal. Por tanto, para aumentar la resolución temporal hasta los 10 ms se ha de reducir el tiempo de conformación de pulsos, hasta $0.25 \mu s$, sacrificando parte de la resolución en energía

hasta los 600eV. Dado que las líneas de las impurezas presentes en TJ-II no se solapan y que la resolución en energía no afecta a la medición de la radiación de fondo este es el modo habitual de operación de este diagnóstico.

El detector se calibra con la ayuda de fuentes de Fe y Am [Tso-83]. Asimismo, la calibración puede hacerse in situ, a través de la detección de diferentes líneas de distintos iones habitualmente presentes en el interior de TJ-II. Para este fin se han utilizado líneas de Ar, Fe e incluso W. Con ellas se puede hacer un seguimiento rutinario de la bondad del calibrado inicial.

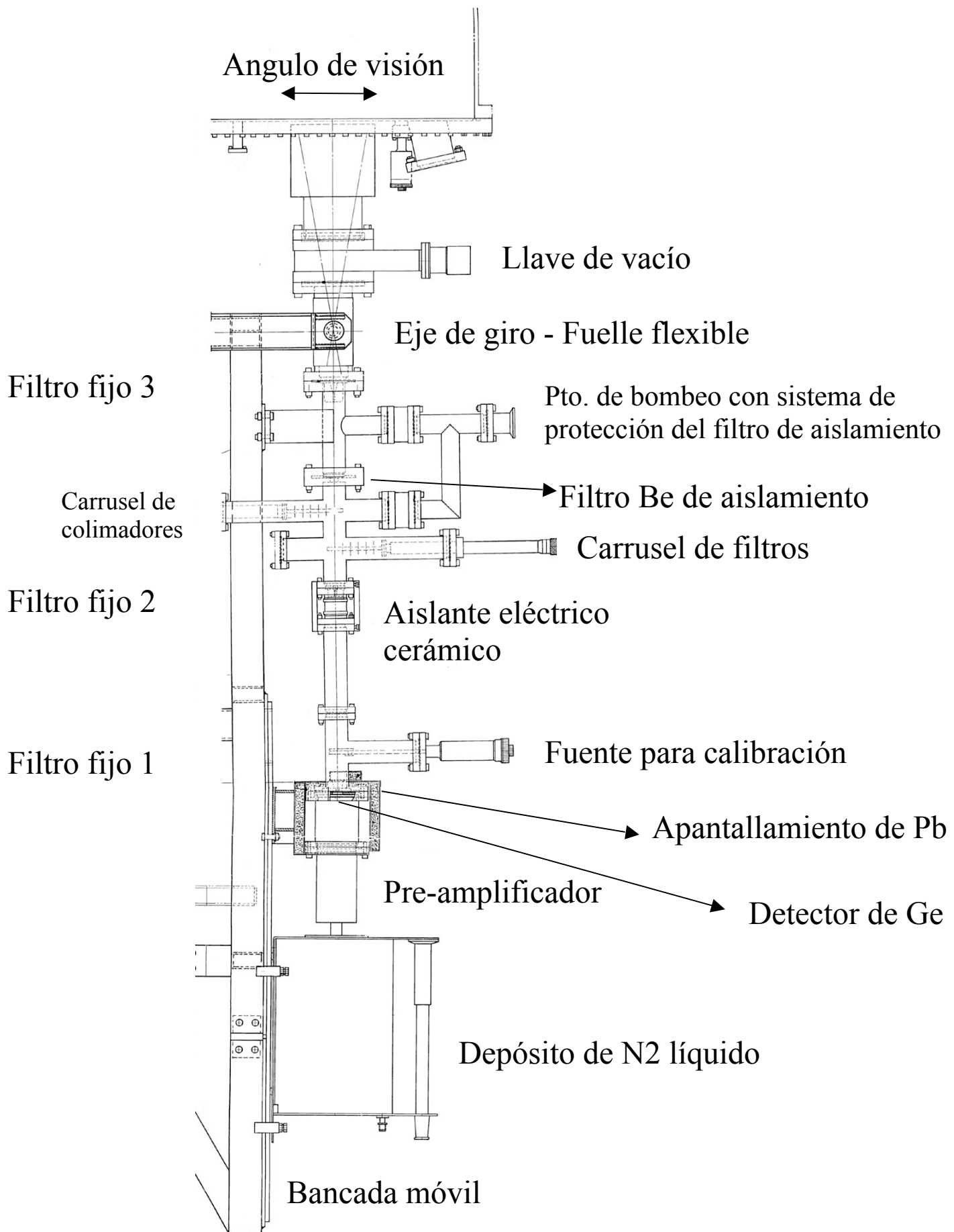


Figura 4.2 Esquema mostrando los elementos que componen el diagnóstico de Ge

4.1 Componentes y características del diagnóstico

El cristal de Ge (30 mm² de superficie y 2 mm de espesor), fue montado por el fabricante (CANBERRA) en una pieza de acero 316LN de baja permeabilidad suministrada por CIEMAT y sellada mediante un filtro de Be de 25 μ de espesor. Este filtro, que aísla el cristal del medio ambiente al tiempo que lo mantiene en vacío, limita la energía mínima de los fotones detectados a 1 keV.

El esquema detallado del diagnóstico en TJ-II se muestra en la figura 4.2. El sistema va montado sobre una bancada que no sólo soporta todos los componentes y permite su alineamiento con respecto a la ventana de la cámara de vacío, sino que también permite desplazar verticalmente todo el conjunto modificando el ángulo de visión ($\pm 10^\circ$ con respecto a la horizontal). Este movimiento dota al sistema de la necesaria flexibilidad tanto para realizar mediciones a distintos radios del plasma en una misma configuración, como para seguir los desplazamientos del centro del plasma al cambiar de configuración.

Este diseño también incluye: tres colimadores fijos de plomo alineados y otros cinco colimadores intercambiables (1-10 mm de diámetro); un juego de 5 filtros intercambiables de Be y Al (que permite seleccionar la energía umbral de detección desde 1 keV hasta 10 keV); un filtro-ventana de 25 μ m de Be que tiene como finalidad separar el vacío de TJ-II (10^{-8} mbar) del vacío del interior del diagnóstico (1-5 mbar); un sistema de llaves de vacío que minimizan la fatiga, producida por los cambios de presión en la cámara de vacío, soportada por el filtro-ventana de Be; un aislamiento cerámico para aislar eléctricamente el detector de la masa de TJ-II y un fuelle que permite el giro vertical de la estructura además de absorber las deformaciones mecánicas que se producen en TJ-II durante las descargas, así como las dilataciones de TJ-II durante el calentamiento.

4.2 Vacío diferencial con filtro separador

Para mantener un vacío diferencial a lo largo de la línea de visión del diagnóstico se podría haber optado por colocar un sistema activo compuesto por una bomba turbomolecular, una rotatoria y los correspondientes sistemas de medida y control.

Este sistema además de ser caro necesita de un mantenimiento periódico. Por todo esto, se optó por sellar todo el interior del diagnóstico con un filtro de 25 μm de Be montado sobre una brida 16CF encargado a la empresa Brus Wellman (USA). Esta opción es perfectamente compatible con el objetivo del diagnóstico de medir el espectro de rayos x blandos en el rango de 1 keV a 20 keV. Con la cavidad interna del diagnóstico sellada la presión interna aumenta por la desgasificación de los materiales llegando a alcanzar valores de hasta 5 mbar. Esta presión no es suficiente para reducir el flujo de rayos x blandos hasta el detector.

Con el juego de válvulas incorporado al diagnóstico y el medidor de vacío (tipo Pirani) se dota además al diagnóstico de la posibilidad de incluir presiones parciales de gases de alta Z, por ejemplo argón, como medio alternativo de filtrado de la radiación incidente.

4.3 Filtros y colimadores

Para seleccionar la zona espectral de medida deseada y ajustar el nivel de señal óptimo para la obtención del espectro correspondiente en cada caso, se ha dotado al diagnóstico con una serie de filtros y colimadores variables.

Tabla 4.1 Radio de los colimadores instalados en el diagnóstico de Ge y resoluciones espaciales

rc	R_{min}	R_{max}	R_{eff}	$I/I(rc=5)$
5.0	15.50	29.50	22.86	1.00
2.5	4.250	18.25	11.95	3.65
2.0	2.000	16.00	9.87	5.37
1.5	---	13.75	8.01	8.75
1.0	---	11.50	7.47	22.59
0.5	---	9.250	7.12	99.13

rc - radio del colimador variable

R_{min} - resolución mínima en el plasma (ángulo sólido máximo)

R_{max} - resolución máxima (ángulo sólido decreciente)

R_{eff} - resolución media efectiva

(todos los radios en mm)

I/I(rc=5) - factor de atenuación de la señal teniendo en cuenta las variaciones del ángulo sólido

En la tabla 4.1 se muestran las resoluciones espaciales obtenidas en el plasma con cada uno de los colimadores. Se muestra también el factor de atenuación

aproximado de la señal debido a la variación del ángulo sólido para distintas combinaciones de colimadores. En el cálculo se ha tenido en cuenta la forma bidimensional del detector y de los colimadores.

El diagnóstico va equipado con un juego de filtros de Be y Al para seleccionar la zona espectral de medida (ver Figura 4.3), así como para ajustar la intensidad de radiación total que llega al detector, de forma que no llegue a saturar la cadena electrónica. También permitirán minimizar el efecto pernicioso de la presencia de líneas de emisión cuando se pretende medir la T_e , más abundantes a baja energía, así como ampliar el rango de energía en el cual es posible determinar la emisión del continuo.

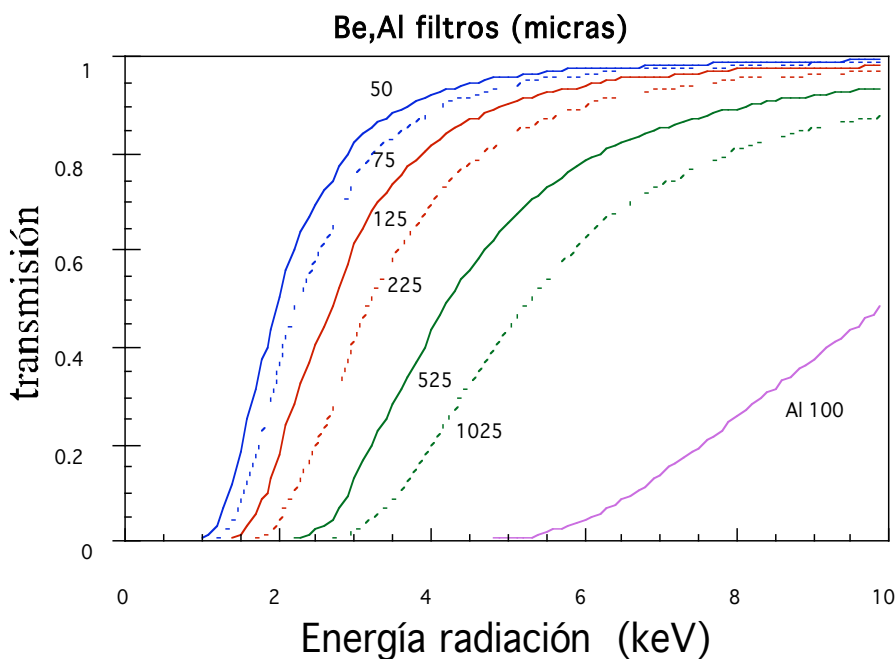


Figura 4.3 Curvas transmisión para distintos filtros de Be y un filtro de Al

4.4 *Procesado de los datos*

La cadena electrónica empleada en este diagnóstico es una de las más simples que se pueden emplear. Su novedad estriba en que en vez de acumular los pulsos en un multicanal éstos se digitalizan, almacenándose no sólo sus energías sino los instantes de tiempo en que se produjeron, lo cual da mucha versatilidad al análisis posterior de los datos, pues no es necesario predefinir ventanas temporales.

La combinación amplificador-stretcher elegida permite, además de muy bajos tiempos de conformación de pulsos ($0.25 \mu\text{s}$) generando pulsos cuadrados de $1 \mu\text{s}$ a la entrada del digitalizador, altos niveles de conteo manteniendo bajo el número de pulsos dobles no rechazados. Dado que el tiempo típico de una descarga de TJ-II es de unos cientos de ms y que para determinar la evolución temporal de la temperatura sería aconsejable obtener espectros cada 10 ms es imprescindible primar la velocidad en el análisis (alto ritmo de cuentas) frente a la resolución en energía.

4.5 Análisis de los datos (Obtención de espectros y evaluación de la T_e)

Los ficheros generados tras la digitalización de la señal procedente del “stretcher” son muy grandes (unos 8×10^5 datos; 200ms a 4MHz). Dado que la forma temporal de la señal está compuesta por numerosos pulsos cuadrados emplazados aleatoriamente sobre una base de ceros, esta señal puede fácilmente ser preprocesada, reduciendo enormemente el tamaño de los ficheros, a una secuencia de tiempos y amplitud de pulsos (típicamente 2×10^4).

La automatización de tareas es importante en la obtención de los espectros para llevar a cabo el análisis de todas las posibilidades en un tiempo razonable. Así pues, mediante la introducción de unos pocos parámetros se ha desarrollado un código capaz de analizar la evolución de los espectros, enmascarar la presencia de algunas líneas de impurezas y calcular la T_e a partir de la emisión del continuo para toda una serie de tiempos en una descarga.

Las tareas que realiza el código son:

- emulador de multicanal: lee los datos de la descarga, extrae los pulsos, asigna a cada uno el valor de energía medido y el tiempo en que se produjo y finalmente agrupa los pulsos en las ventanas de energía y tiempo especificadas.
- determina las ventanas en energía y en tiempo: valores fijos o valores autoajustables que tienen en cuenta el flujo promedio de cuentas y la resolución que se quiere o puede obtener.
 - Tiene la posibilidad de definir ventanas temporales “exóticas”, que no se correspondan con periodos de tiempo contiguos. En especial esta característica es útil si quieren ver variaciones de T_e oscilantes de alta frecuencia. Esta opción se incluyó para estudiar situaciones

en las que la potencia inyectada es modulada con una frecuencia conocida. Acumulando pulsos de varias oscilaciones se ha conseguido resolver con claridad las variaciones inducidas con frecuencias de hasta 0.5 kHz .

- calcula la T_e , si procede, para lo cual puede optarse por eliminar los puntos correspondientes a determinadas líneas espectrales que interfiriesen en el cálculo.

4.6 Resultados experimentales

La temperatura electrónica (T_e) puede determinarse a partir del decaimiento exponencial del continuo de radiación obtenido al medir un espectro. Para ello es necesario identificar una región del espectro libre de transiciones de línea que puedan enmascarar la forma exponencial. En un diagrama logarítmico, la determinación de la T_e se realiza ajustando los puntos experimentales a una línea recta y obteniendo la pendiente. Dado que las señales de rayos x son generadas por todas las emisiones que se producen a lo largo de una cuerda de visión el valor obtenido de la temperatura electrónica no es esencialmente local sino promediado sobre las zonas de mayor temperatura. Esto es debido a que el número de fotones emitido crece sustancialmente con la temperatura de los electrones. Mediante la obtención de los espectros de emisión para diferentes radios es posible realizar correcciones y obtener medidas más precisas de la temperatura central.

La importancia de este diagnóstico para la medida de la T_e en TJ-II está limitada por la presencia del diagnóstico de ECE, capaz de medir T_e simultáneamente en varios puntos del perfil del plasma, con una precisión y resolución temporal mayor. Por tanto siempre que el diagnóstico de ECE esté operativo, el diagnóstico de Ge como medida de T_e será simplemente de apoyo. Esto es lo que ocurre en el caso de la mayoría de las descargas calentadas por ECRH donde el ECE puede medir sin problemas. Sólo en el caso de calentamiento ECRH fuera de eje, donde la densidad electrónica puede superar la densidad límite de operación del diagnóstico de ECE, el diagnóstico de Ge es relevante para obtener la evolución de la temperatura electrónica.

En el caso de descargas de NBI, los canales de ECE, especialmente los centrales tampoco están operativos. En la Figura 4.4 se muestra un ejemplo con la evolución temporal de la temperatura electrónica en la zona central del plasma para una

descarga NBI. En esta descarga, a partir de 1195 ms el calentamiento por microondas entra en corte, esto es, la densidad ha subido tanto que las microondas son reflejadas y ésta ya no pueden alcanzar la región resonante. Esto mismo sucede con la radiación que detecta el diagnóstico de ECE (ligeramente a mayor frecuencia) que deja de medir, al tiempo que, el plasma pasa a tener unas características idóneas para el diagnóstico de Ge. La temperatura electrónica baja y la densidad electrónica sube dando como resultado un alto flujo de fotones con un espectro relativamente libre de transiciones de línea. En la Figura 4.4 también puede verse el típico colapso radiativo que se produce cuando, al subir la densidad, la temperatura electrónica desciende produciéndose un aumento general de las emisiones del plasma por radiación. Típicamente cuando la T_e central es inferior a 180-200 eV el plasma entra en colapso radiativo.

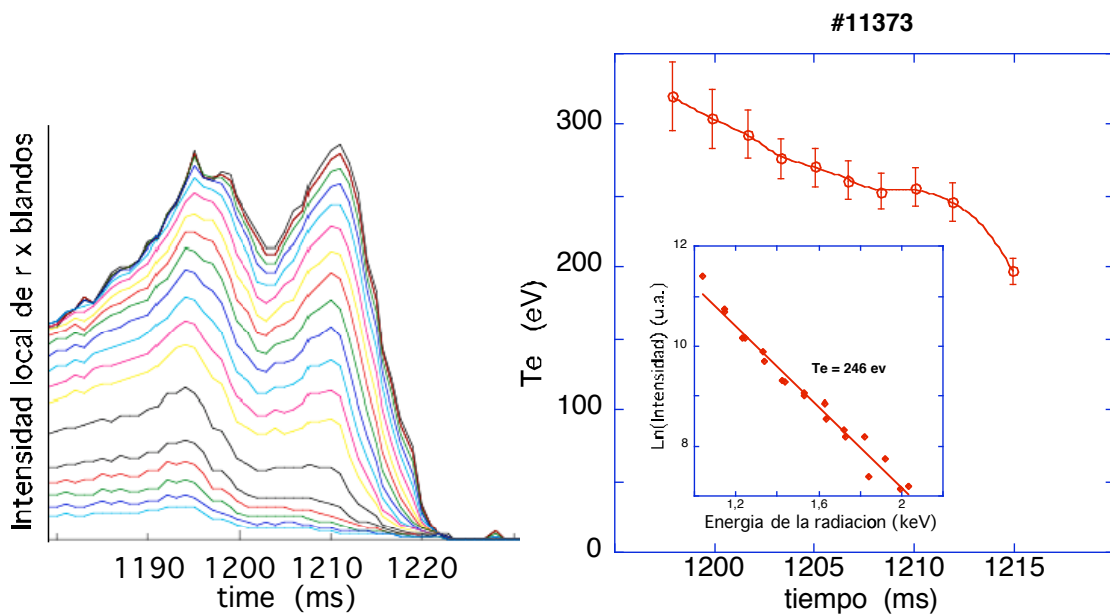


Figura 4.4 (derecha) Evolución temporal de la T_e electrónica en una descarga de NBI deducida a partir de los espectros de rayos x. (izquierda) Evolución de la reconstrucción de la emisividad de rayos x obtenida por el diagnóstico de tomografía (misma descarga).

Para el caso de descargas ECRH puede también obtenerse la evolución de la temperatura electrónica para casos seleccionados (ver Figura 4.5). Las descargas donde mejor se puede aplicar esta técnica son las que corresponden a configuraciones grandes y con baja potencia inyectada. Esto da lugar a descargas

donde la densidad de potencia no es muy alta y por tanto queda minimizado el otro problema que tiene esta técnica en estos plasmas: la presencia de deformaciones en la función de distribución que se presentan en los espectros en forma de colas supratérmicas (ver Figura 4.6, izquierda).

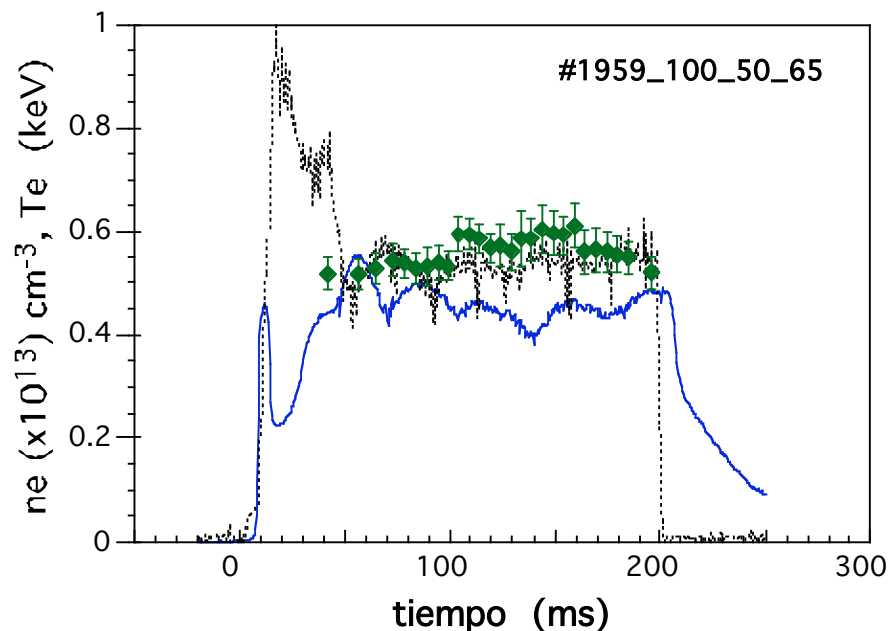


Figura 4.5 *Temperatura electrónica a partir de los espectros de rayos x para una descarga seleccionada de ECRH. Rombos verdes, T_e (rayos x); línea negra discontinua, T_e central (ECE) y línea azul, densidad media de línea.*

La presencia de estas deformaciones reduce las zonas donde la emisión del continuo está dominada por los electrones térmicos. Si no se detecta esta situación pueden estimarse temperaturas electrónicas claramente por encima de las obtenidas por otros diagnósticos como el mismo ECE o el de dispersión Thomson (o “scattering Thomson”). La siguiente gráfica (Figura 4.6, izquierda) muestra dos espectros donde se aprecia la aparición de una de estas colas supratérmicas. Estos espectros fueron tomados durante los primeros años de operación de TJ-II y en ellos todavía no aparece la línea $K\alpha$ del Cl (ver Figura 4.6, derecha), contaminante que ha ido aumentando poco a poco su presencia en la cámara de TJ-II, probablemente dado que este elemento forma parte de múltiples productos de limpieza.

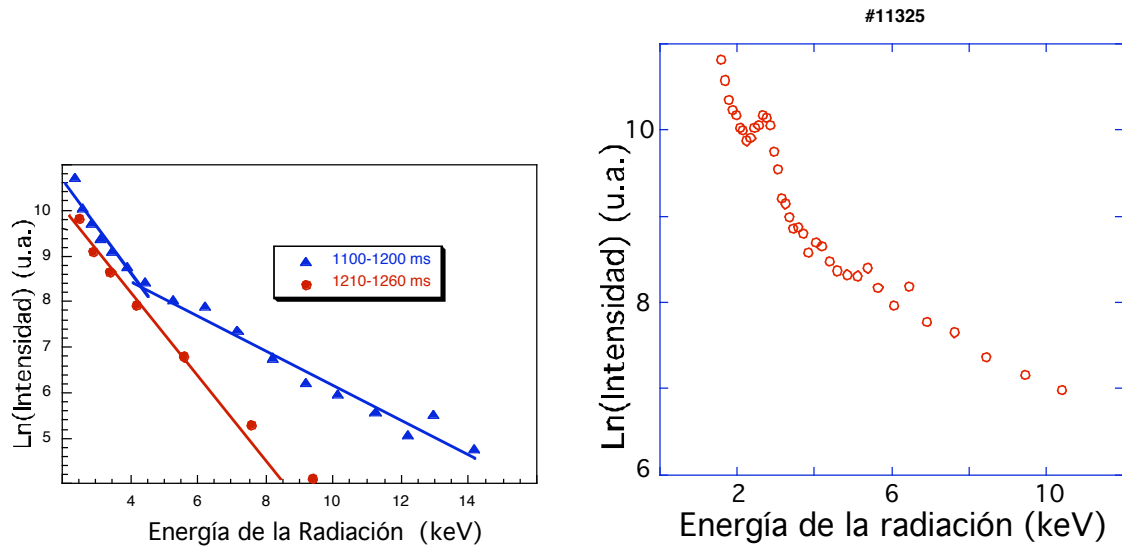


Figura 4.6 *Espectros de rayos x blandos. (Izquierda) Rojo, espectro dominado por la emisión de electrones térmicos; azul, espectro con una cola supratérmica. (Derecha) espectro mostrando una cola supratérmica y la línea K_{α} del Cl.*

Por tanto la aplicabilidad de este diagnóstico a la medida de T_e queda en la actualidad prácticamente reducida a las descargas de NBI. No obstante este diagnóstico sigue siendo de gran utilidad para la caracterización, durante las descargas de ECRH, de las poblaciones supratérmicas.

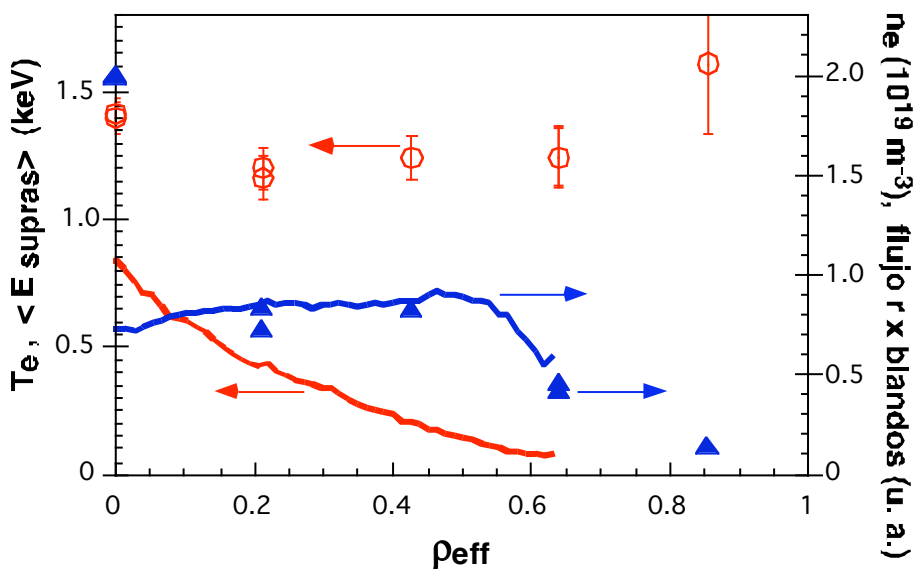


Figura 4.7 *Evolución radial de la “temperatura supratérmica” (círculos rojos) y del flujo de rayos x que generan los electrones supratérmicos (triángulos azules). Las líneas roja y azul son los perfiles Thomson de T_e y n_e respectivamente.*

En la Figura 4.7 se muestra un barrido radial, obtenido a partir de una serie de descargas reproducibles, donde se determinó la energía característica (o “temperatura supratérmica”) a partir de la zona del espectro por encima de 5 keV (círculos rojos en la figura). Puede apreciarse que, a diferencia de lo que ocurre con la temperatura electrónica (la línea roja muestra el perfil de T_e obtenido por el diagnóstico de “scattering” Thomson para un tiempo concreto) la “temperatura supratérmica” no parece evolucionar radialmente. Por el contrario, la intensidad de la emisión de rayos x (triángulos azules) procedente de estos electrones sí presenta una clara dependencia radial. Dado que la emisividad de rayos x depende tanto de la energía como de la densidad de los electrones que la generan, para una energía casi constante, la variación en el flujo debe provenir de la densidad de electrones supratérmicos. Esto indica que en el mismo centro del plasma debe existir una acumulación de electrones supratérmicos. Nótese en la Figura 4.7 que, salvo el punto central del perfil que es notablemente superior al resto, los demás puntos parecen seguir el perfil de densidad obtenido por “scattering” Thomson (línea continua de color azul), algo que es perfectamente consistente con que la población de electrones supratérmicos fuese radialmente constante. La disminución de la intensidad observada en el borde de debe a que el plasma es más tenue y por tanto menos colisional.

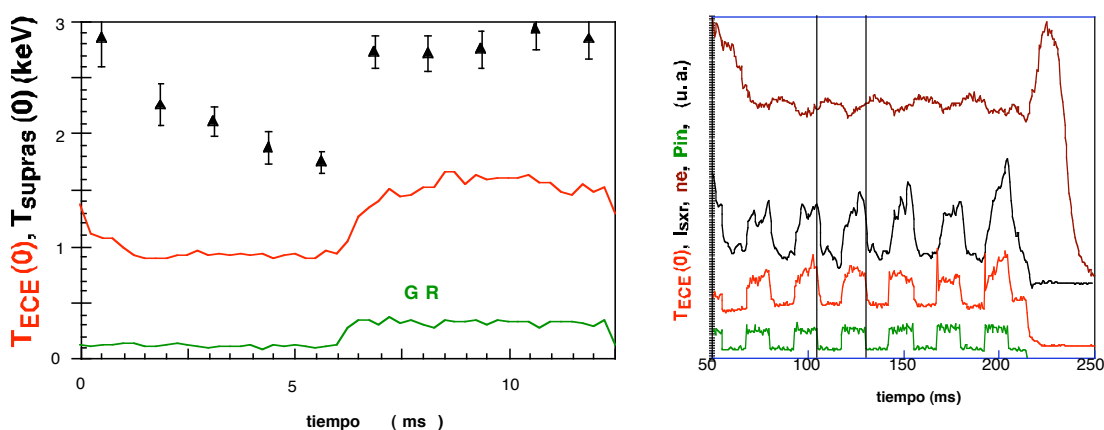


Figura 4.8 Evolución de la deformación de la función de distribución electrónica ante un súbito incremento de la potencia inyectada de microondas.

El último ejemplo que se puede añadir para mostrar las posibilidades de este diagnóstico puede verse en la Figura 4.8. Se trata de una descarga en la cual se inyectaron dos haces de microondas. Uno de ellos con potencia nominal de 300 kW en continuo y el otro, con modulación del 100% de su potencia (150 kW) a 40 Hz. La línea verde de la figura muestra la potencia total inyectada. Como resultado, la mayoría de las señales aparecen moduladas, incluyendo la temperatura y densidad electrónicas y la emisión del de rayos x (ver la parte derecha de la figura). Mediante la definición de ventanas temporales complejas durante el análisis de los datos se procedió a acumular cuentas procedentes de tiempos equivalentes entre sí, desde el punto de vista de la intensidad de la potencia inyectada. De esta forma pudo resolverse con una precisión de milisegundos el cambio en los espectros asociado a estas súbitas variaciones de potencia. Es de destacar que no se aprecia ningún retardo en la modificación de la energía característica de los electrones supratérmicos, según se muestra en la izquierda de la Figura 4.8.

5 Caracterización de poblaciones supratérmicas en TJ-II

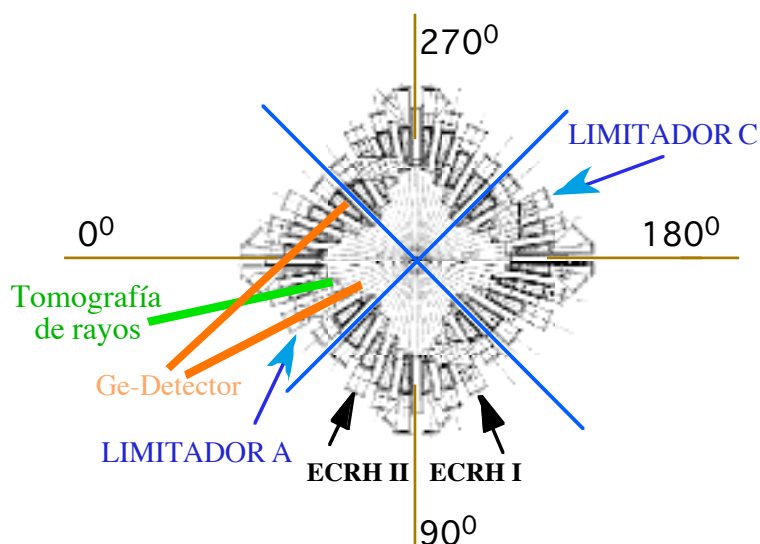


Figura 5.1 Esquema mostrando la posición de los diagnósticos de rayos x

Las poblaciones de electrones supratérmicos se monitorizan en TJ-II mediante los diagnósticos de rayos x descritos anteriormente en esta memoria. Su emplazamiento en la máquina puede verse en la Figura 5.1. En verde está indicada la posición del diagnóstico de tomografía que puede ser empleado para detectar electrones supratérmicos de muy baja energía y solamente cuando impactan con la pared de la cámara de vacío (ver capítulo 6). El detector de Ge se ha utilizado en dos configuraciones diferentes, marcadas en naranja, para obtener espectros como los mostrados en la Figura 5.2. Usando la configuración con visualización perpendicular (diagnóstico descrito en el capítulo 4) se obtiene la parte de baja energía del espectro de rayos x (hasta unos 15 keV) y que se muestra con puntos rojos en la Figura 5.2 (en el capítulo 6 se tratarán en más profundidad los datos tomados usando esta configuración). El flujo integrado de rayos x en este rango de energía se denominará RXB (rayos x blandos) a partir de ahora.

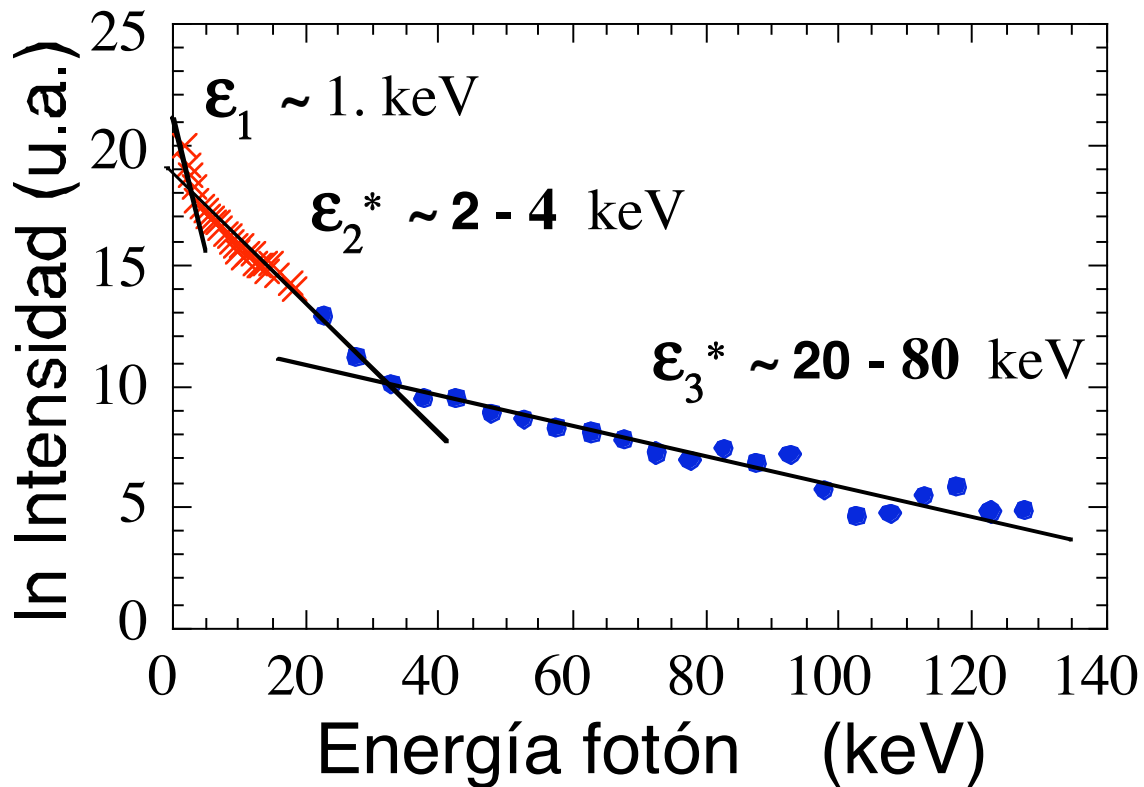


Figura 5.2 *Espectro de radiación x característico de las poblaciones térmica y supratérmicas generadas por ECRH. Rojo (RXB), rayos x procedentes de los electrones térmicos (\mathcal{E}_1) y supratérmicos de baja energía (\mathcal{E}_2^*); azul (RXM), rayos x procedentes de electrones de alta energía (\mathcal{E}_3^*).*

Con la configuración tangencial (también marcada en naranja en la Figura 5.1) se obtiene el espectro a mayores energías, desde 20 keV en adelante (puntos azules en la Figura 5.2). La razón de utilizar la configuración tangencial para medir a estas energías se debe a que dada la atenuación exponencial de la señal con la energía de los rayos x es necesario visualizar la mayor parte posible de plasma. La intensidad de rayos x en este rango de energía se obtiene integrando la señal de todas las frecuencias y es la que a partir de aquí se denominará como RXM (acrónimo de rayos x de energía media). Se escogió esta denominación para diferenciarla de la de HXR (hard x ray; rayos x de alta energía) que se emplea en Tokamaks para designar los rayos x con energías de hasta unos 20 MeV. En TJ-II las mayores energías medidas fueron obtenidas durante la fase de arranque de la máquina, primer año de operación (véase la siguiente sección) y nunca superaron los 2 MeV.

Alternativamente, la señal de RXM puede ser obtenida mediante un detector de telururo de cadmio y níquel (CZT) cuando el detector de Ge se encuentra en la

configuración perpendicular. Este detector presenta una eficiencia similar a la del detector de Ge (ver Figura 4.1) pero es más lento recolectando los pares electrón hueco generados en su interior, por lo que no puede usarse para la obtención de espectros. La descripción de las emisiones RXM se describen tanto en el resto de este capítulo como en el capítulo 7.

5.1 Electrones supratérmicos “runaway”

La presencia de electrones supratérmicos en TJ-II [Rod-99] puede deberse a dos procesos claramente diferenciados: inducción de campos eléctricos durante la subida de las corrientes en las bobinas de TJ-II y calentamiento por ECRH de electrones resonando a altos valores de B ($B > B_0$), ya descrito en el capítulo 2.

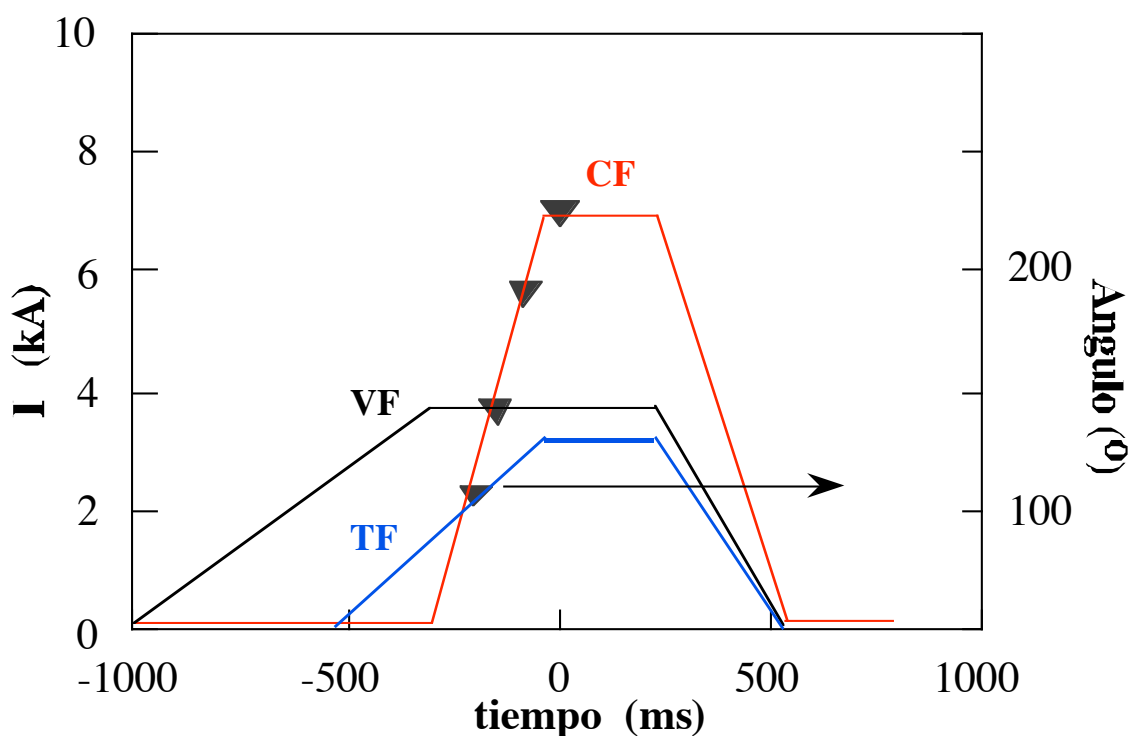


Figura 5.3 Esquema mostrando la secuencia de las corrientes preprogramada en los distintos grupos de bobinas, toroidales, verticales y centrales. El eje de la derecha muestra el ángulo de inclinación del supresor de electrones rápidos. Los triángulos se corresponden con las superficies de flujo de la Figura 5.4 y muestran la posición del supresor de electrones rápidos, en grados, durante la subida de los campos.

El primer proceso tiende a generar electrones de muy alta energía y con una gran proporción de su momento en la dirección paralela a las líneas de campo magnético, son por tanto electrones puramente circulantes, no atrapados. Por analogía con la terminología de Tokamaks se les suele denominar electrones “runaway”. Estos electrones son perniciosos para TJ-II pues generan intensas corrientes que acumulan gran cantidad de energía, y que, finalmente acaba descargándose sobre puntos muy concretos de la cámara de vacío, pudiendo llegar a dañarla (ver la foto inferir en la Figura 5.5 donde se aprecia cómo el acero ha sido parcialmente fundido).

De los tres sistemas de bobinas de TJ-II, toroidales, centrales y verticales, sólo las dos últimas inducen campos eléctricos toroidales, generando una tensión por vuelta durante la subida de campos magnéticos (ver Figura 5.3). Dependiendo de la configuración magnética elegida, las bobinas verticales pueden inducir un campo eléctrico E_v de hasta ~ 0.1 V/m durante unos 0.72 s para las corrientes nominales mayores. Cuando el campo vertical alcanza el valor estacionario es cuando se conectan las corrientes de las bobinas centrales que generan el campo helicoidal, y que durante aproximadamente 0.25 s pueden llegar a inducir un campo eléctrico E_{cc} de ~ 1 V/m. Por otro lado, y aunque no sea crítico para los plasmas de TJ-II, hay que decir que durante el final de la descarga, la bajada conjunta de las corrientes de todas las bobinas es capaz de generar campos eléctricos de hasta 3 V/m. El ejemplo mostrado en la Figura 5.3 corresponde a una descarga de TJ-II con configuración “100-50-65” ($I_c=10$ kA, $I_{hx}=5.0$ kA, $I_{vf}=6.5$ kA).

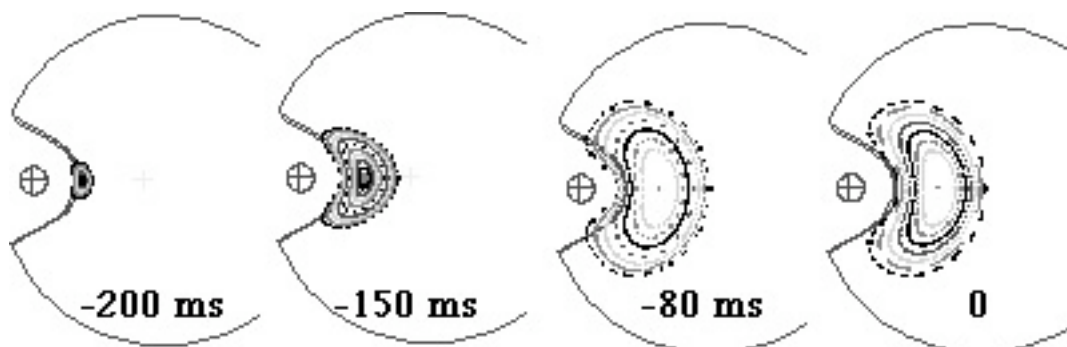


Figura 5.4 *Evolución de las superficies magnéticas durante la subida de las corrientes.*

La Figura 5.4 muestra una serie de diagramas de Poincaré indicando la presencia de superficies cerradas para una configuración magnética dada, en concreto para la denominada 100-32-60, de TJ-II. Diagramas similares pueden calcularse para otras configuraciones [Hir-86]. Los tiempos correspondientes a cada uno de estos diagramas, marcados en la Figura 5.3 por triángulos negros, transcurren durante la subida de las corrientes en las bobinas. La presencia de estas superficies cerradas permite que los electrones acelerados por los campos eléctricos toroidales mencionados anteriormente, permanezcan confinados el tiempo suficiente para alcanzar energías de hasta 2 MeV.

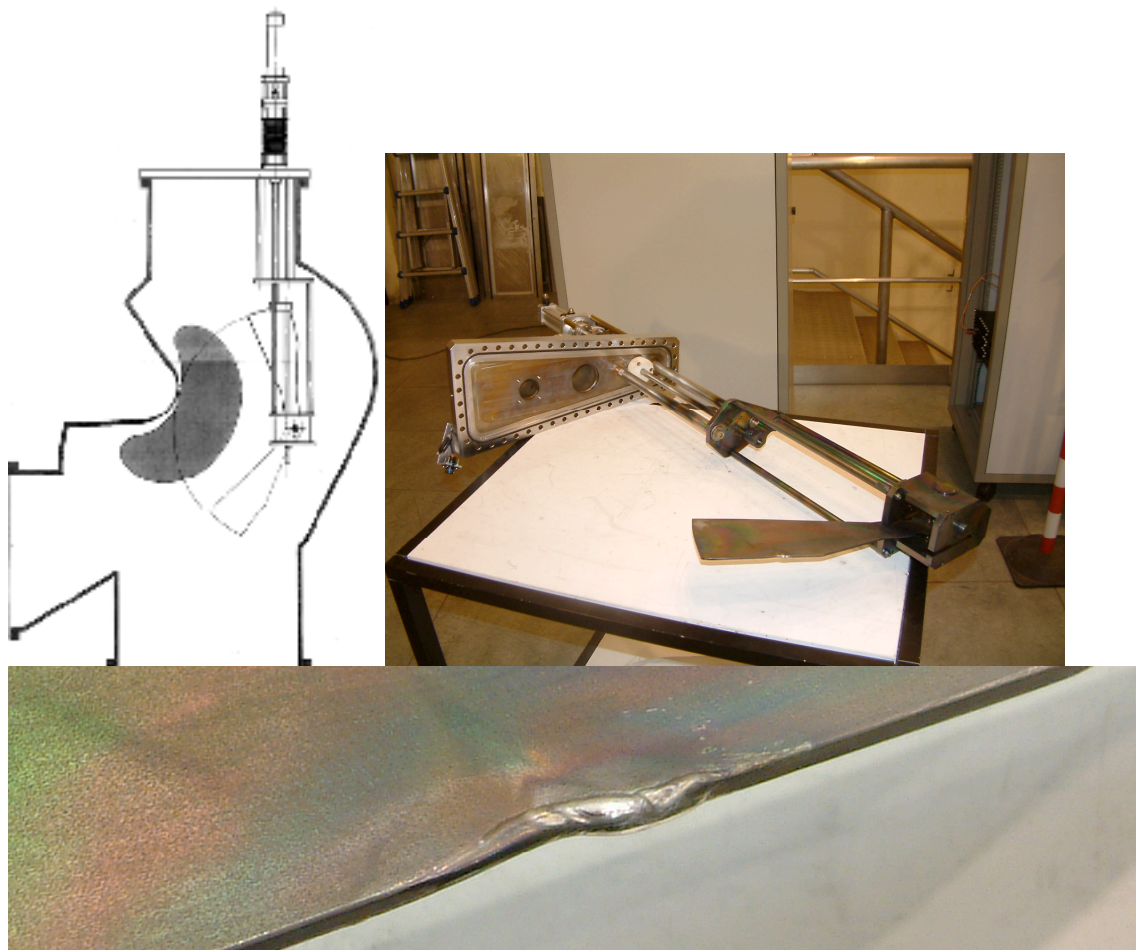


Figura 5.5 Izquierda, esquema mostrando la paleta metálica con el accionador neumático. Derecha, foto de la misma tras una campaña de operación de TJ-II. Abajo, detalle de la foto de arriba mostrando el daño producido (acero fundido) por las repetidas descargas de electrones “runaway”.

Para prevenir la generación de los electrones “runaway”, fue necesario instalar una paleta metálica [Rod-99a], accionada mediante un sistema neumático, en el interior de la cámara de vacío a través de una ventana superior (Figura 5.5). Tanto durante la subida como durante la bajada de las corrientes de las bobinas, esta paleta se encuentra en el interior de la cámara de vacío, interceptando las superficies de flujo magnético e impidiendo por tanto que los electrones libres puedan circular por el interior de la cámara ganando energía. Mediante un pistón neumático se procede a retirarla durante la fase de plasma.

Con este dispositivo, los electrones “runaway” se han podido suprimir completamente durante las descargas de TJ-II [Med-01]. No obstante, durante la fase de bajada de corrientes, y debido a que ésta es tan rápida, es necesario suplementar este sistema con una masiva entrada de gas para frenar los electrones presentes hasta que la paleta se coloca en su posición.

Estos electrones de alta energía son detectados por medio de su radiación de frenado cuando impactan contra las paredes de la cámara de vacío. Pueden monitorizarse con el detector de Ge usando la configuración tangencial o, en su defecto, mediante el detector CZT, sin embargo, su presencia queda mejor caracterizada mediante la utilización de un detector de NaI (Med-99). La señal generada por este detector, que se denominará HXR a partir de ahora, correspondiente al flujo de fotones con $E_{hv} > 80 \text{ keV}$, puede verse en las Figuras 5.6 y 5.7. En la Figura 5.6 se muestra el caso de una descarga donde no se ha activado el supresor de electrones runaways. El cero en la escala temporal indica el momento donde las corrientes que circulan por las bobinas se estabilizan. Puede apreciarse que existe un alto flujo de HXR durante todo el tiempo de adquisición, antes y después de que se estabilicen los campos magnéticos. Durante la inyección de microondas (traza negra marcada como ECRH en la Figura 5.6) se produce un aumento sustancial de la señal debido a la interacción entre los electrones rápidos y la radiación inyectada. Estos, al ganar energía perpendicular, acaban atrapándose y generan rayos x de alta energía al chocar con la cámara de vacío. En esta gráfica no está incluida la traza de densidad media de línea pues el plasma no llegó a encenderse debido a que la presión del gas base era muy alta.

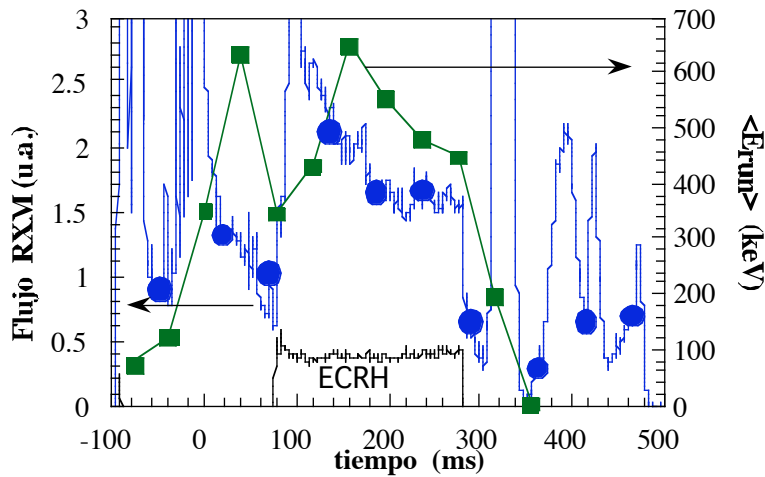


Figura 5.6 Descarga con generación de electrones “runaway”. Se trata de una descarga donde el plasma no llega a iniciarse y sólo hay electrones supratérmicos. Azul, flujo rayos x alta energía; verde, energía característica.

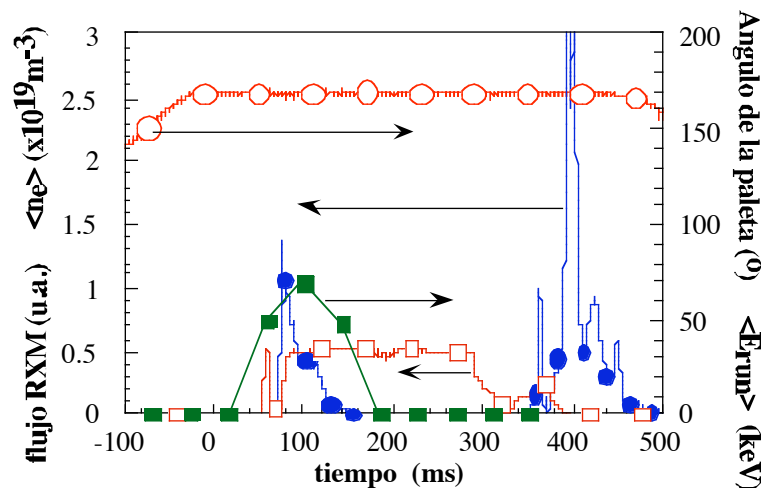


Figura 5.7 Efecto de la paleta cancelando la generación de electrones “runaway”. Círculos (rojo), posición de la paleta y cuadrados (rojo) densidad media de línea. Los electrones “runaway” han sido suprimidos, sólo quedan los supratérmicos generados por ECRH. El flujo final de HXR se corresponde con los electrones “runaway” generados durante la bajada de campos, la paleta se acciona después.

Por el contrario, la Figura 5.7 muestra el caso de una descarga donde sí se utiliza el supresor de electrones “runaway”. La intensidad del flujo de HXR es sustancialmente inferior al caso anterior y queda reducida al inicio de la descarga de ECRH, cuando la densidad electrónica media es aún muy baja, y durante la bajada de los campos ($t > 350$ ms).

Obsérvese, además, la notable reducción de la energía característica asociada a la población de estos electrones (traza y cuadrados rellenos de color verde).

5.2 Electrones supratérmicos generados por ECRH

Cuando se suprimen los electrones “runaway” se observa que siempre permanece un cierto flujo de rayos x asociado a la presencia de electrones supratérmicos. Estos flujos de rayos x evolucionan a lo largo de la descarga y presentan menor energía. No obstante, fotones de hasta 200 keV pueden detectarse en plasmas de baja densidad electrónica (RXM). Esta población de electrones supratérmicos generados por el sistema de calentamiento de microondas (ECRH) no presenta una energía característica definida en todo el rango de energía monitorizado. Energías características de hasta $\mathcal{E}_1^* = 4$ keV se obtienen en el rango de energía entre 4 y 15 keV (RXB), mientras que en rangos de energía superiores (RXM) se aprecian energías características de hasta $\mathcal{E}_2^* = 80$ keV (ver el espectro de la Figura 5.2).

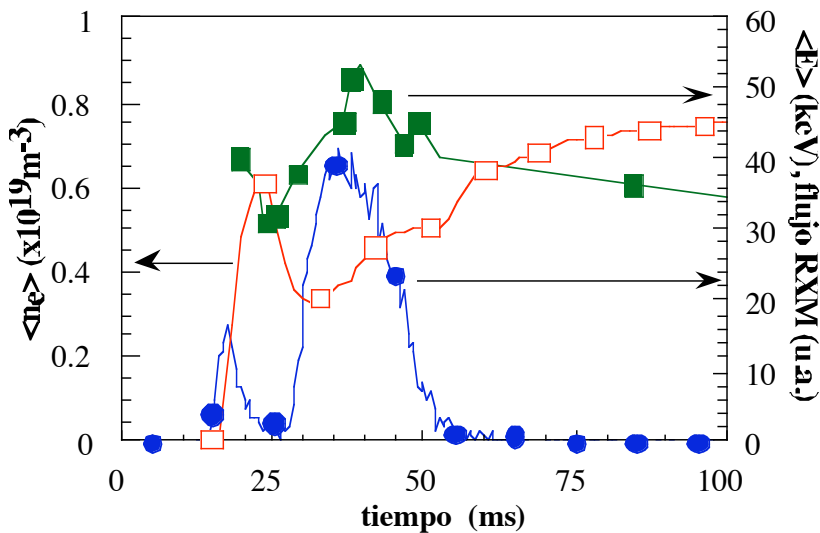


Figura 5.8 Evolución temporal del flujo de rayos x de media energía, RXM, (círculos rellenos) y de la energía media (cuadrados rellenos) de los electrones generados por ECRH en una descarga típica. La descarga dura 150 ms más de lo que se muestra y la energía media de los electrones rápidos desciende hasta 20 keV.

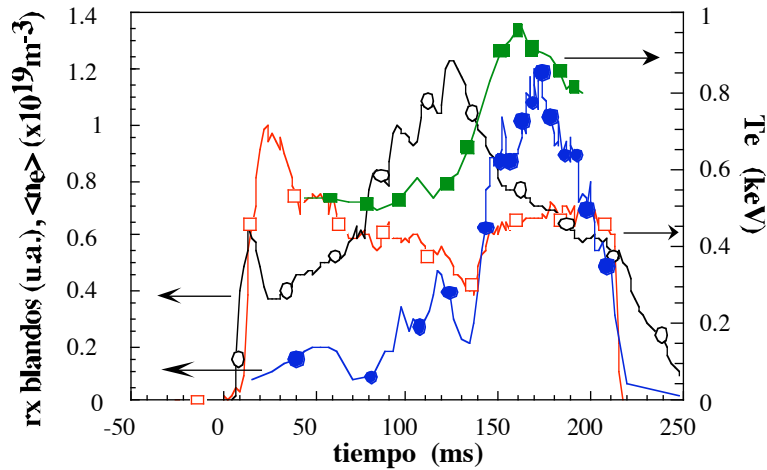


Figura 5.10 Evolución temporal del flujo de rayos x blandos, SXR, (azul y círculos rellenos) y la energía media (verde y cuadrados rellenos) de los electrones rápidos generados por ECRH. Rojo, Te central; negro, densidad electrónica media de línea.

Pero, en cualquier caso, incluso para plasmas con alta densidad electrónica, en los que los porcentajes de absorción de microondas sean del orden del 80% al 90%, los flujos de rayos x blandos asociados a electrones supratérmicos nunca desaparecen completamente, haciéndose evidentes en el espectro.

Sólo hay un caso para el cual el flujo de rayos x asociado a poblaciones supratérmicas desaparece de los plasmas de TJ-II: descargas donde el plasma es calentado por medio de la inyección de haces de neutros (NBI). En estas descargas, aunque siga activo el calentamiento por ECRH, la densidad es tan alta que las microondas no se propagan al interior del plasma, y apenas calientan algunas zonas periféricas del mismo.

Aunque de forma aproximada, se puede obtener el tiempo de confinamiento de estos electrones supratérmicos a partir del tiempo de caída de las señales de los flujos de RXM cuando la densidad es suficientemente alta como para que la fracción de los electrones que se sigue generando sea despreciable frente a los ya existentes (nótese que si esta suposición no fuese correcta el tiempo estimado por este sistema estaría sobrevaluado). De esta forma se han obtenido valores para el tiempo de confinamiento de estos electrones de unos 3-4 ms, que es considerablemente inferior a los 8 ms estimados para las partículas térmicas [Tab-99]. La existencia de partículas energéticas con tiempos de confinamiento menores que el de las térmicas puede estar indicando la presencia de un canal de pérdida de energía no despreciable para el caso de las descargas ECRH de TJ-II. No obstante, determinar si por esta vía se pierde una cantidad

importante de energía no es tarea sencilla dada la asimetría espacial que estas pérdidas presentan (se verá con más detalle en el capítulo 6) y que, además, existen varias poblaciones, al menos dos, de electrones supratérmicos que superponen sus emisiones de rayos x (capítulo 7).

Es un hecho bien establecido que, en plasmas calentados por ECRH, la generación de electrones supratérmicos está favorecida por una baja absorción en primer paso. En TJ-IU [Med-98], este hecho se interpretó en base a dos argumentos: a) una menor absorción en primer paso conlleva una mayor absorción a alto campo magnético, donde los electrones supratérmicos son resonantes; y, b) una menor absorción en primer paso supone una mayor fracción de radiación reflejada en las paredes interiores de la cámara de vacío en múltiples direcciones, lo que favorece la resonancia de electrones de alta energía con las microondas a valores menores de campo magnético (ecuación (2.25)).

Para tratar de elucidar si estos electrones rápidos (energías medias características entre 30 y 80 keV) se comportan como una población al margen del plasma térmico o si, por el contrario, están íntimamente relacionados, y por tanto pueden afectar a las propiedades del mismo, se procedió a modificar un parámetro crucial en la generación de estos electrones, como es, el ángulo de inyección de las microondas. Cuando la inyección es perpendicular (polarización del campo eléctrico de la onda a 90° de la dirección del campo magnético) y dirigida al centro del plasma, estos parámetros son óptimos desde el punto de vista del confinamiento del plasma, degradándose éste en el caso de inyecciones no perpendiculares. Sin embargo, al inclinar el espejo de las microondas, el flujo observado de rayos x asociados a electrones supratérmicos tiende a aumentar debido a la peor absorción en primer paso.

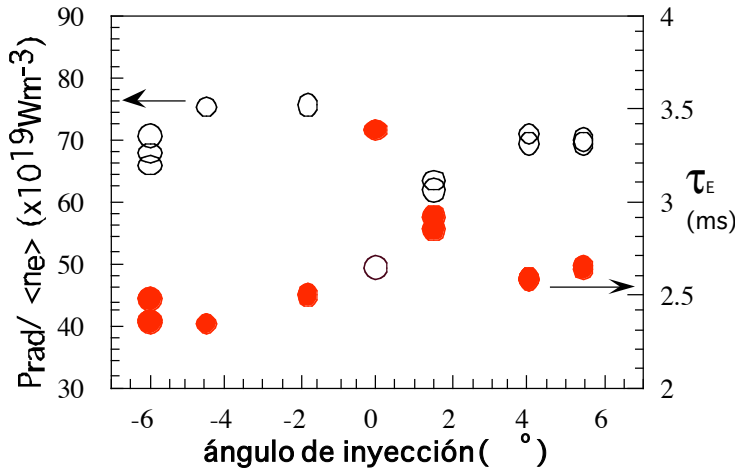


Figura 5.11 Variación de la potencia radiada por partícula (círculos rellenos de color rojo) y del tiempo de confinamiento de los electrones supratérmicos (círculos vacíos) en función del ángulo de inyección de las microondas.

En la Figura 5.11 se muestra un barrido donde se representa la degradación del confinamiento de la energía (calculado según la ley de escala de Sudo [Sud-90]) junto con la energía característica de los electrones supratérmicos. Se aprecia que a pesar de que el flujo total de rayos x aumenta, su energía característica disminuye al inclinar el espejo. Esto indica que aunque el número de electrones supratérmicos generados aumenta, pues aumenta el flujo, su confinamiento es menor, se pierden antes de alcanzar energías más altas. Todo esto parece indicar que la población de electrones supratérmicos no puede ser exclusivamente definida como una colección de electrones desacoplados del plasma térmico, que absorben la energía sobrante de las microondas. Son, además, electrones que son bombeados desde bajas energías (térmicas) hasta varios cientos de keV, al tiempo que su tiempo de confinamiento se reduce por convertirse en partículas atrapadas en el rizado del campo magnético. Todo esto hace pensar que no se puede desestimar la población de electrones supratérmicos como un posible canal de pérdida de potencia en TJ-II.

6 Pérdidas convectivas de electrones supratérmicos y su relevancia para el confinamiento en TJ-II

El estudio del comportamiento de las partículas atrapadas en el rizado del campo magnético es fundamental para los dispositivos de fusión por confinamiento magnético. En tokamaks, los sistemas auxiliares de calentamiento deben estar diseñados para minimizar los efectos negativos que el atrapamiento de electrones en el rizado magnético tiene sobre la eficiencia de la inducción de corriente [Pet-03], muy importante para poder operar estas máquinas en estado estacionario. También es importante su estudio para prevenir los posibles daños que este flujo de partículas de alta energía pudiera provocar a la cámara de vacío [Ass-03, Bas-04 y Kaw-01].

Por otro lado, las partículas atrapadas podrían llegar a tener un papel positivo si, convenientemente tratadas, puede conseguirse que éstas actúen sobre el campo eléctrico radial, modificando el transporte en el plasma y su confinamiento [Cho-96]. Anteriores estudios en “compact helical system” (CHS) demostraron que el signo del campo eléctrico radial podía ser cambiado si se produce un aumento suficientemente grande de pérdidas de electrones atrapados [Ide-93], y que en plasmas calentados por ECRH la pérdida de densidad electrónica observada estaba provocada por la aceleración de electrones según la dirección perpendicular al campo magnético [Ide-95].

El flujo convectivo de electrones supratérmicos atrapados en el rizado del campo magnético también se ha relacionado con varios fenómenos observados tanto en W7AS [Rom-97 y Kic-99] como en CHS [Fuj-99].

También en TJ-II se han estudiado estos fenómenos asociados a, o coincidentes con, la pérdida de estos electrones [Och-03 y Med-04]. En concreto, se han descrito como rápidas transiciones en el régimen de confinamiento asociadas a cambios en la distribución de la energía de los electrones y a cambios en el flujo de pérdidas convectivas en las inmediaciones de la región de calentamiento.

En este capítulo se presentan una serie de observaciones que pretenden caracterizar el flujo de electrones supratérmicos hacia la cámara de vacío mediante la detección de la

emisión de frenado, en el rango de los rayos x blandos, que estos electrones producen al colisionar contra la pared.

Tanto el diagnóstico de tomografía de rayos x blandos como el diagnóstico de Ge, en configuración perpendicular, han sido utilizados para revelar la distribución espacial de estas pérdidas directas en un corte poloidal de la cámara de vacío, y para determinar su espectro [Med-07].

La caracterización de estos electrones es importante no sólo porque sea conveniente determinar el efecto general que su presencia tiene sobre el confinamiento del plasma, sino porque, además, los electrones supratérmicos, atrapados en el rizado magnético, se comportan como partículas de test de un elevado número de parámetros del plasma.

Para que el diagnóstico de tomografía fuese más sensible a la radiación procedente de la pared de TJ-II se procedió a realizar las mediciones utilizando filtros de Be de mayor espesor que los utilizados en la exploración rutinaria de los plasmas de TJ-II, sirviéndonos del hecho de que la radiación procedente de electrones supratérmicos posee mayor energía que la emitida por el plasma térmico.

Para medir el espectro de la radiación y tener así una idea de la energía de los electrones que la generan se ha utilizado el diagnóstico de Ge. Aprovechando que éste se encuentra emplazado en el mismo sector que uno de los limitadores de TJ-II, se procedió a modificar levemente la geometría del limitador para permitir que el detector de Ge, en su punto de máxima inclinación, pudiera también enfocar la superficie del limitador sin ninguna interferencia.

6.1 Espectro de la radiación asociada a las pérdidas directas y flujos al limitador

Como ya ha sido mencionado anteriormente, la radiación del continuo de los espectros que se obtienen en el rango de los rayos x blandos en TJ-II, habitualmente presenta una componente asociada a la presencia de electrones supratérmicos. Esta componente, o cola supratérmica como también se denomina, presenta una energía característica que es entre 2 y 4 veces superior al valor de la temperatura electrónica en el centro del plasma, y domina el espectro a partir de una energía de la radiación de unos 3-4 keV.

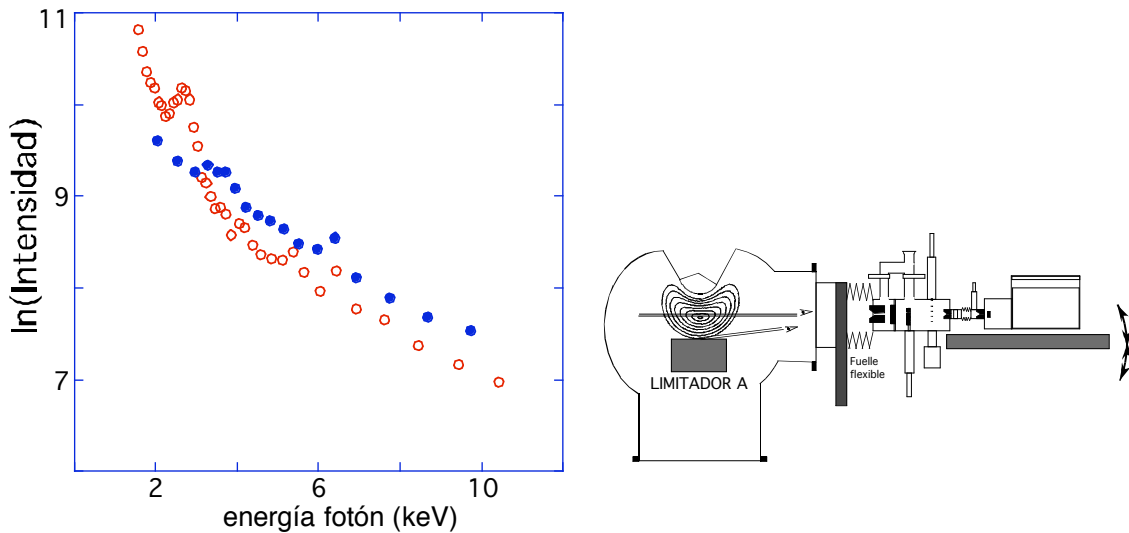


Figura 6.1 Espectros correspondientes a una cuerda de visión que pasa por el centro del plasma (rojo) y a otra que intersecta la superficie del limitador sin pasar por el plasma (azul).

En la Figura 6.1 (izquierda) se muestran dos espectros de los fotones emitidos a lo largo de las cuerdas de visión mostradas en el esquema de la derecha. Puede apreciarse cómo la componente supratérmica es muy semejante en ambos casos, la energía característica ronda los mismos valores. Los espectros difieren únicamente en la parte de menor energía, que está relacionada con la parte térmica (nótese que ésta está ausente en el espectro medido sobre el limitador). La temperatura en el borde del plasma es de apenas unos pocos eV y por tanto, la energía de radiación de frenado emitida por los electrones térmicos al colisionar con el limitador, o con los iones del propio plasma, está completamente fuera del rango de observación del detector de Ge.

La coincidencia en energía de esta población de electrones colisionando con el limitador con la observada en el centro del plasma (espectro en rojo), indica que se trata de la misma población localizada en dos regiones muy diferentes: el centro y el borde del plasma. Esta población de electrones parece estar presente en todo el plasma (ver Figura 4.7) y su energía apenas parece verse afectada al pasar de unas partes a otras, lo cual indica que estos electrones, generados en el centro del plasma por los haces de microondas, tienen un tiempo de confinamiento muy reducido, de otro modo su energía debería ser decreciente según nos alejamos del centro del plasma, como consecuencia del efecto “termalizador” de las colisiones con los electrones térmicos. Esto es, se deduce que los electrones monitorizados en el limitador son electrones supratérmicos

atrapados en el rizado magnético de TJ-II y por tanto transportados convectivamente hasta allí.

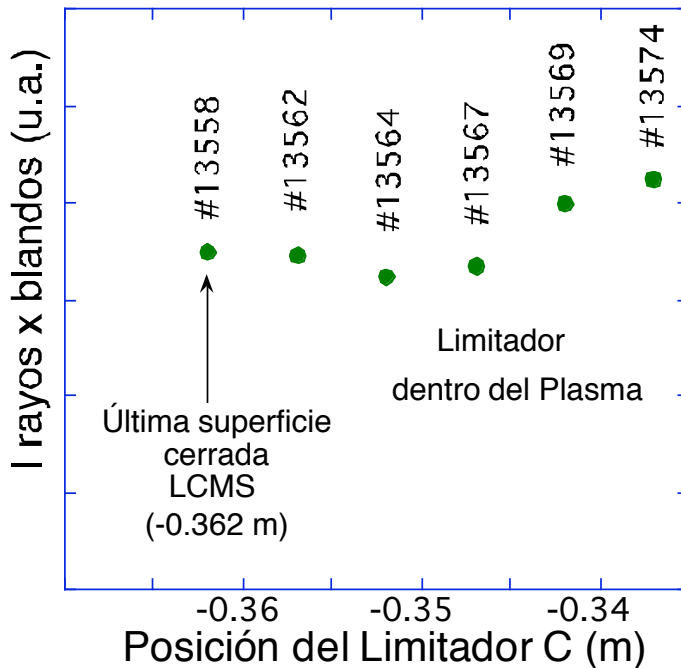


Figura 6.2 Barrido radial con el limitador C mientras se monitoriza la intensidad de rayos x blandos producidos por el flujo de pérdidas directas sobre el limitador A.

Esto se ha podido confirmar introduciendo el segundo limitador de TJ-II, que se encuentra a 180° del limitador donde se realizaron las mediciones (ver Figura 5.1). En una serie de descargas reproducibles se fue introduciendo el segundo limitador manteniendo el primero en la misma posición y se procedió a analizar la intensidad del flujo de rayos x blandos detectada por el detector de Ge. En la Figura 6.2 se puede ver que el barrido comienza situando ambos limitadores intersectando la última superficie de flujo cerrada (LCMS) y que, el limitador C es introducido hasta aproximadamente un radio efectivo de 0.7. Contrariamente a lo esperado para el caso de que los electrones supratérmicos fuesen circulantes, el flujo de rayos x no se reduce. Dada la enorme velocidad de estos electrones, si fuesen circulantes, la posibilidad de que no impactasen selectivamente sobre el limitador C es ciertamente escasa. En la figura se observa además que incluso el flujo detectado aumenta ligeramente, al menos en el caso de las dos posiciones más internas. Esto no es algo que pueda interpretarse por la naturaleza pasante o atrapada de estos electrones supratérmicos, sino más bien debido a una falta de reproducibilidad de las descargas. En efecto, se puede comprobar que, en

general, las emisiones de radiación son ligeramente más altas en esas dos descargas, lo cual indica que el plasma contiene una mayor proporción de impurezas que, como se verá más adelante, tienen el efecto de inducir mayores flujos de electrones supratérmicos sobre el limitador.

Por tanto, podemos concluir que los electrones que generan la radiación observada en la superficie del limitador son electrones supratérmicos, con energía media varias veces superior a la de los electrones térmicos en el centro del plasma; que se trata de electrones atrapados que derivan rápidamente desde el centro al borde del plasma, y que además están atrapados no en el rizado del campo magnético toroidal sino en el rizado helicoidal de TJ-II (ver Figura 2.5). Este último hecho es importante porque indica que los efectos que estos electrones pudieran tener sobre el confinamiento general en TJ-II pueden, a su vez, tener una variación toroidal. Por otro lado, esto supone que las medidas tomadas hasta la fecha de estos flujos son esencialmente locales, pudiendo ser muy diferentes en distintos cortes toroidales.

6.2 Transiciones de confinamiento en el centro del plasma y su conexión con las pérdidas directas

En TJ-II se han observado transiciones de confinamiento en el centro del plasma asociadas al calentamiento por ECRH (Och-03). Estas, se interpretaron como repentinos cambios en el nivel de pérdidas convectivas. En la Figura 6.3 se muestran dos descargas de diferente configuración magnética que presentan estas transiciones. En el gráfico de la izquierda hay un ejemplo de pérdidas directas sobre la cámara de vacío (ver más detalles en el apartado siguiente). Esta descarga (#12957) muestra múltiples transiciones, de ida y vuelta, que pueden apreciarse claramente en las trazas de ECE central (color azul) y SXR (señal del plasma procedente de una cuerda de visión que pasa por el centro y que no presenta contaminación por emisiones en pared, en color negro) pero presentando un tendencia opuesta. Es este caso, la traza SXR central está mostrando el descenso en la densidad electrónica central asociado con cada uno estos cambios de confinamiento (véase el efecto de ese descenso en la densidad media de línea, mostrada en rojo). En la gráfica de la derecha (descarga 13361) se muestra una transición similar pero mucho menos intensa, tanto que sólo puede ser detectada por el detector de Ge que es mucho más sensible.

Puede verse que cada vez que se produce una de estas transiciones en el centro del plasma se produce una respuesta, casi instantánea en los monitores de pérdidas directas (en color verde en ambas gráficas).

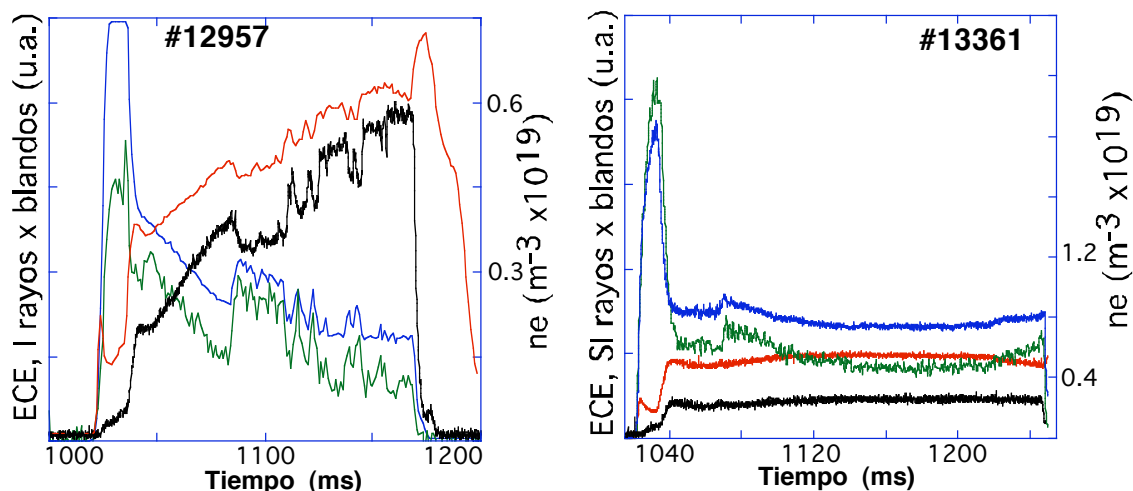


Figura 6.3 *Dos casos de transiciones de confinamiento en el centro del plasma y su reflejo en la pared de la cámara de vacío (izquierda) y en el limitador (derecha). Rojo, densidad de línea electrónica; azul, monitor de ECE central; verde, monitor de pérdidas directas y negro, canal central de rayos x blandos (señal procedente del plasma).*

La observación de estas súbitas transiciones de confinamiento con los monitores de pérdidas rápidas y con los monitores centrales simultáneamente, confirma que las partículas detectadas, electrones supratérmicos atrapados en el rizado del campo magnético, tanto en el limitador como en las paredes de la cámara de vacío, se generan en el mismo centro del plasma.

6.3 Distribución poloidal de las pérdidas directas sobre la cámara de vacío.

Tal como se ha mencionado antes, la distribución de las pérdidas directas sobre la cámara de vacío puede ser muy dependiente del corte toroidal que se esté monitorizando. Por el momento en el único lugar donde se ha podido hacer un estudio pormenorizado de la distribución de estos flujos de electrones, es en el sector A2, donde se encuentra el diagnóstico de tomografía de rayos x. Este diagnóstico, al tener gran cantidad de cuerdas de visión, permite monitorizar casi la totalidad de la pared interior

del TJ-II, teniendo incluso detectores redundantes que permiten asegurar que la radiación proviene de la pared y no del plasma, incluso sin necesitar reconstruir en detalle la emisión del plasma.

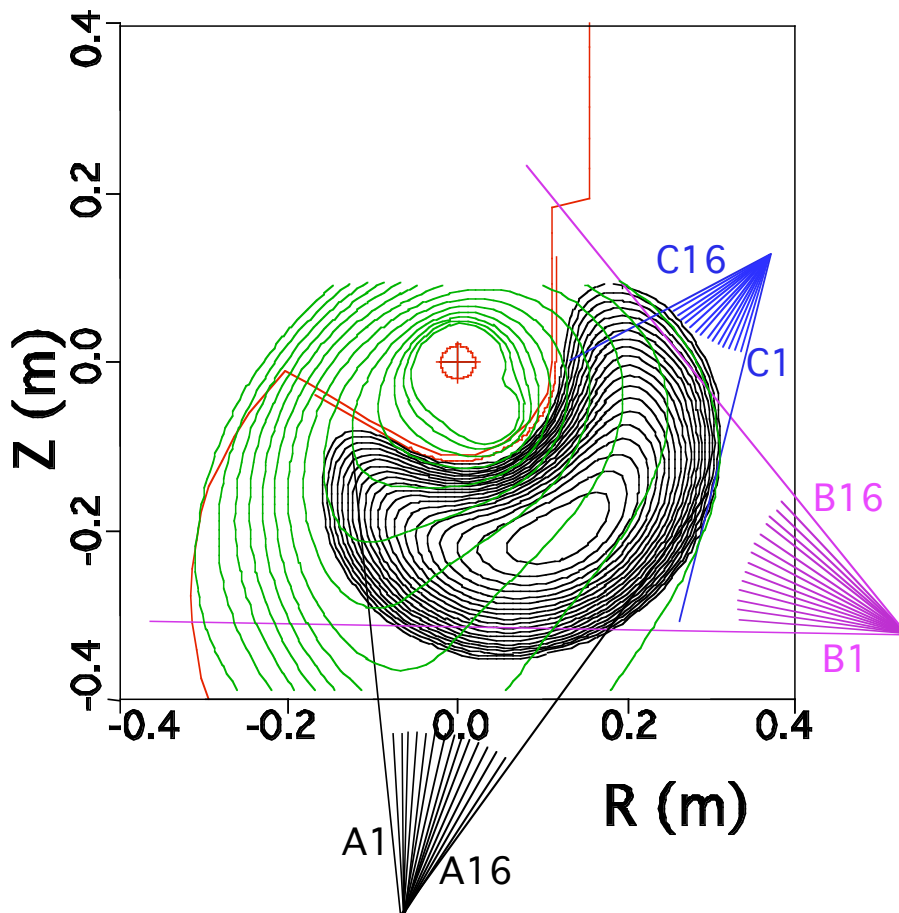


Figura 6.4 Vista esquemática de tres de las cinco cámaras del diagnóstico de tomografía. Contornos: negro, superficies de flujo magnético; verde, intensidad de campo magnético. En rojo se muestra la superficie de la cámara de vacío.

La Figura 6.4 muestra una visión general de los grupos de detectores empleados para detectar estas pérdidas directas. Para designar a los detectores se emplea una letra (A, B o C) indicando el grupo al que pertenecen y un número (del 1 al 16) para indicar su posición. También se muestran los contornos de las superficies de flujo magnético (negro) y de la intensidad del campo magnético (verde).

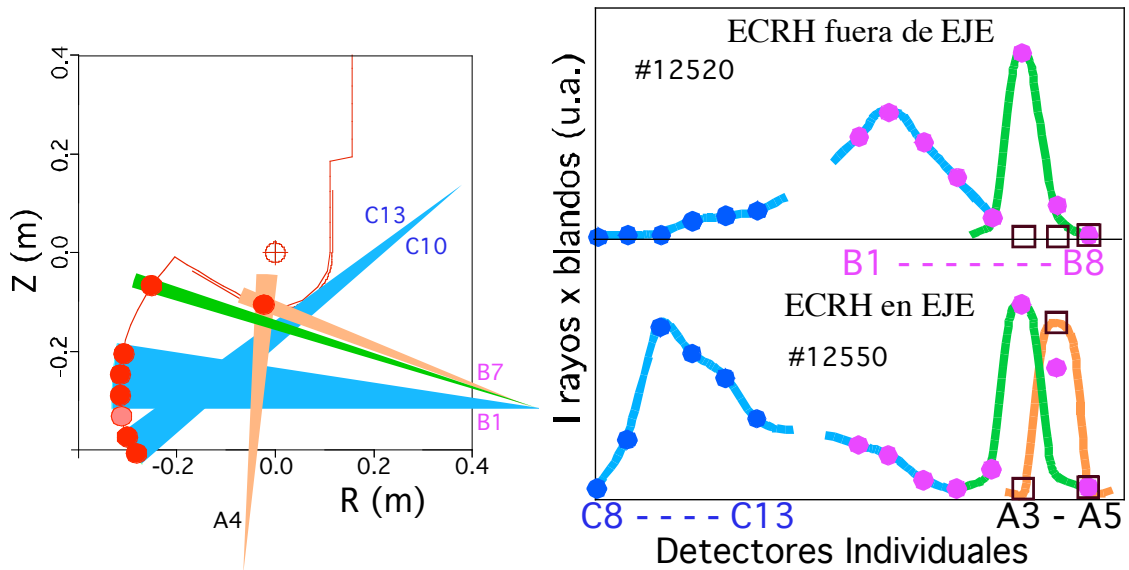


Figura 6.5 Izquierda: esquema mostrando los canales apuntando a las zonas (azul, verde y naranja) donde se han apreciado las pérdidas directas. Los conos representan las cuerdas de visión de detectores individuales (naranja y verde) o de grupos de detectores (azul). Derecha: intensidad de rayos x asociada a flujos de pérdidas directas en dos escenarios de calentamiento distintos: ECRH en eje y fuera de eje. El color de las líneas está relacionado con el color de los conos del esquema de la izquierda; los círculos y los cuadrados representan a los detectores individuales y su color es el del grupo al que pertenecen, véase la Figura 6.4.

En la Figura 6.5 se presenta un esquema (izquierda) indicando las posiciones habituales donde se observa la radiación asociada a estos flujos convectivos utilizando círculos rellenos de color rojo. Se muestran también los distintos detectores involucrados. Como puede apreciarse parecen distinguirse tres bandas (o zonas) diferenciadas de emisión: una ancha, representada en azul y dos más estrechas, de las que la resolución de los detectores sólo permite decir que no tienen más de 2 cm, representadas en verde y naranja. En la derecha de la figura se muestran las intensidades de los flujos detectados en dos descargas obtenidas con diferentes condiciones de calentamiento para una misma configuración magnética de vacío. Las emisiones están normalizadas, no apreciándose por tanto que, en el caso del calentamiento ECRH fuera de eje (la potencia en primer paso se deposita en torno a $r_{ef} = 0.3$), la intensidad de rayos x medida se incrementa un factor dos con respecto a las señales detectadas en el caso del calentamiento en eje (potencia depositada en torno a $r_{ef} = 0.0$). La figura muestra cómo la distribución

poloidal de las pérdidas es fuertemente dependiente del método de calentamiento: la banda azul sufre una fuerte reorganización espacial de las emisiones, la banda naranja desaparece y la única que permanece inalterable es la representada en verde.

Si comparamos esta figura (Figura 6.5) con la Figura 6.4, donde se mostraban los contornos de la intensidad de campo magnético (curvas verdes), puede verse cómo a medida que nos desplazamos poloidalmente, según el sentido de las agujas del reloj a lo largo de la cámara de vacío, siguiendo los círculos rojos que indican dónde se producen las pérdidas, vemos que el valor del campo magnético aumenta progresivamente. Nótese que el valor de B en el punto de pérdidas de la banda naranja es considerablemente superior a valor del campo magnético resonante (0.95 T).

Por otro lado, teniendo en cuenta que los electrones parecen quedar atrapados en el mismo centro del plasma, tal como se ha demostrado anteriormente, el valor del campo magnético al cual rebotan (ecuación (2.7) debe estar en torno a 0.95 T, lo cual, debería fijar su ángulo de “pitch” ($\beta = v_{||}/v$) en torno a un estrecho margen. La posterior deriva de estos electrones hacia la pared haría que éstos también tendiesen a focalizarse en zonas estrechas y concretas de la pared de la cámara de vacío, ya que electrones atrapados con un “pitch” similar deberían seguir órbitas similares. Este podría ser el origen de la estrecha banda verde, que prácticamente siempre está presente y fija en la misma posición: durante diferentes escenarios de calentamiento por ECRH, amplio rango de densidades y valores de Z_{eff} y en gran número de configuraciones magnéticas. Sólo aparece ligeramente desplazada en la configuración magnética denominada GLOW3 donde la configuración de los campos de TJ-II es radicalmente diferente.

Pero estos electrones atrapados, además de derivar a lo largo de las superficies magnéticas de TJ-II, también han de experimentar interacciones tanto con el plasma (son menos colisionales que los electrones térmicos pero dada su energía de pocos keV no pueden ser considerados como no colisionales y una fracción de ellos puede ver modificado su ángulo de “pitch”, incluso en el breve intervalo de tiempo que permanecen en el plasma) como con el campo eléctrico radial que, en general, tiene un efecto confinante. El punto de pérdidas representado en naranja resulta bastante peculiar ya que, habiendo constatado que las señales observadas provienen de electrones atrapados, no parece lógico encontrar una emisión tan alta en un punto donde el valor del campo magnético es tan alto. En ese punto, el valor de B es tal que en pocos otros sitios del plasma es mayor, si lo es en alguno. No parece por tanto tener sentido que sean electrones atrapados. Una posible explicación de esta contradicción sería que,

aunque se tratase de electrones atrapados, estos fuesen capaces de circular, no toroidalmente sino poloidalmente siguiendo órbitas denominadas superbanana por el efecto confinante de un fuerte campo eléctrico radial. Alternativamente, la presencia en la transformada rotacional de valores racionales de bajo orden en el borde (en la configuración magnética estudiada se tenía la racional 8/5 en aproximadamente $r_{ef} = 0.7-0.8$) podría estar jugando un papel relevante, reteniendo estos electrones en su deriva hacia la pared, esto es confinándolos (véase el capítulo 7). Para confirmar este punto, se ha intentado repetir estas observaciones en configuraciones sin racionales en el borde pero hasta la fecha los resultados no son concluyentes.

De todas formas, los comentarios anteriores sólo pueden ser considerados como tentativos, ya que, la interpretación de la distribución espacial de las pérdidas sobre la cámara de vacío de TJ-II no es sencilla, pues en la generación y transporte de estos electrones supratérmicos influyen muchos factores: perfil de deposición de la potencia de microondas inyectada (en primer paso y, más difícil de tener en cuenta, en pasos sucesivos), mapa completo de la configuración magnética, campo eléctrico radial, etc., que requieren de la utilización de códigos complejos y mucho tiempo de cálculo. La correcta simulación de la distribución poloidal experimentalmente observada del flujo de estos electrones será sin duda un buen test para corroborar la bondad de los códigos que se están desarrollando para TJ-II [Cas-03].

6.4 Densidad, Z_{eff} y la asimetría toroidal de TJ-II

La dependencia observada de las pérdidas directas con la densidad y la Z_{eff} se muestra en las Figura 6.6 y Figura 6.7 respectivamente. Como un ejemplo, en la Figura 6.6 a la izquierda, representa, para una descarga dada, cómo las pérdidas directas disminuyen al aumentar la densidad. Como esta descarga (mostrada en la Figura 6.3) presenta varias transiciones de ida y vuelta, los puntos correspondientes a cada estado de confinamiento han sido ajustados por separado.

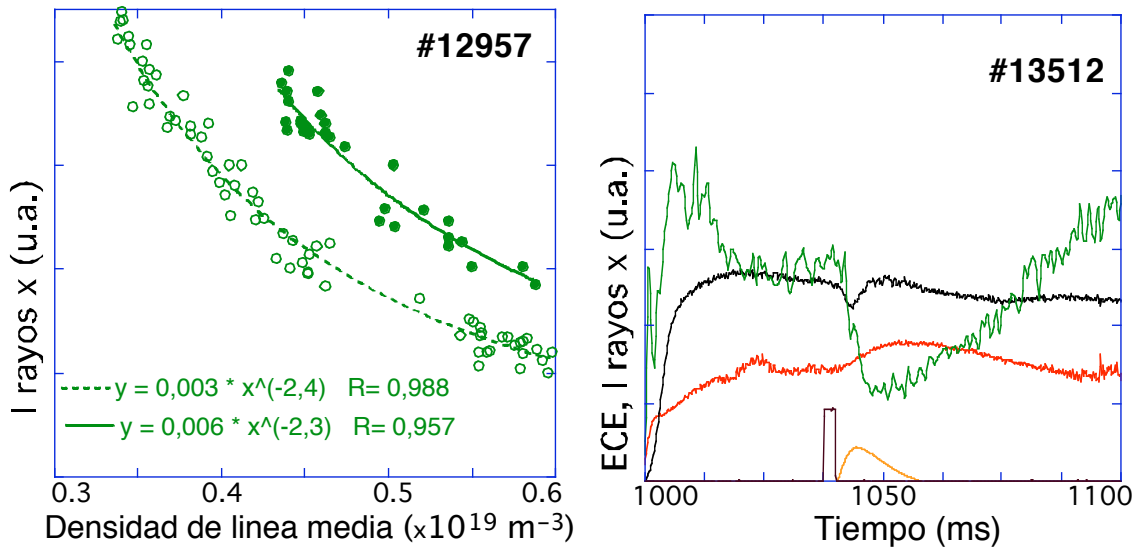


Figura 6.6 Izquierda: *dependencia de las pérdidas directas con la densidad en la descarga #12957; cada ajuste sólo incluye los puntos pertenecientes a un mismo estado de confinamiento. Derecha:* *evolución temporal de la densidad media de línea (rojo), canal central de rayos x (negro) y monitor de pérdidas directas (verde) tras la inyección de un débil pulso de gas base (naranja); morado, pulso de apertura de la válvula.*

Los puntos rellenos se corresponden con el estado de confinamiento donde las trazas centrales de ECE presentan valores superiores y los perfiles de densidad se ahuecan en el centro. El valor de densidad mostrado en las abscisas no es densidad central sino el valor de la integral de línea a lo largo de una cuerda de visión que pasa por el centro y, por tanto, no refleja detalladamente la magnitud en la que la densidad central descende. Puede observarse que ambos ajustes presentan la misma dependencia con la densidad y que la única diferencia estriba en que las curvas simplemente aparecen desplazadas. Aunque no puede estimarse el valor exacto de la densidad central, todo apunta que éste es el verdadero parámetro que está afectando a la intensidad de las pérdidas directas, al menos en esta configuración magnética, y no el valor medio de la densidad de línea. Es por tanto la densidad de potencia la que parece determinar el ritmo de pérdidas directas, esto es, la potencia inyectada dividida por la densidad en la zona de absorción, localizada en el centro del plasma [Egu-03]. En la parte derecha de la Figura 6.6 se muestra la respuesta de los monitores de pérdidas directas ante una entrada de gas, un pulso débil de apenas unos milisegundos. La evolución temporal de la señal de flujo de

rayos x generados en el limitador, presenta la misma dependencia con la densidad que en el caso anterior, es decir, a mayor densidad, menor ritmo de pérdidas directas.

La dependencia del flujo de pérdidas directas con la Z_{eff} del plasma queda reflejada en la Figura 6.7. En el gráfico de la izquierda se muestran tres descargas escogidas por tener exactamente la misma densidad electrónica y, en el de la derecha, la dependencia temporal observada ante una entrada de impurezas de carbono, emitidas por un electrodo de grafito al calentarse. En ambos casos, se aprecia cómo un incremento del nivel de impurezas presentes en el plasma conduce a un aumento en el ritmo de pérdidas directas.

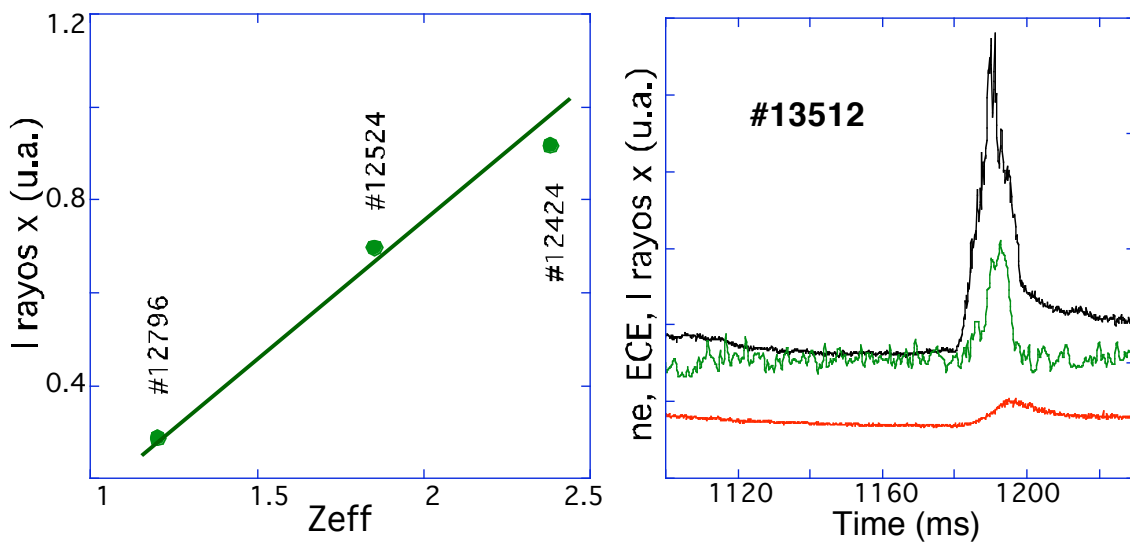


Figura 6.7 Izquierda: flujo de pérdidas directas a la cámara de vacío en función de la Z_{eff} del plasma para tres descargas con la misma densidad electrónica. Derecha: respuesta de la densidad media de línea (rojo), canal central de rayos x medidos (negro) y monitor de pérdidas directas en el limitador (verdes) tras un breve influjo de carbono.

Como ya se discutió anteriormente en el capítulo 2, la generación de electrones supratérmicos por ECRH depende, por un lado, de la densidad de potencia, que cuanto mayor es más tiende a deformar la función de distribución electrónica y por otro lado depende de la colisionalidad del plasma, que tiende a recobrar el equilibrio termodinámico, esto es a termalizar estos electrones supratérmicos. Sin embargo, si bien la dependencia de las pérdidas directas con la densidad sigue la evolución esperable (al aumentar la densidad electrónica disminuye la densidad de potencia y aumenta la

colisionalidad del plasma), en el caso de la dependencia con la Z_{eff} , parece seguir el comportamiento opuesto al esperado. En este caso, la densidad de potencia no se modifica aunque sí lo hace la colisionalidad, aumentando con Z_{eff} , por consiguiente deberían disminuir las pérdidas directas como consecuencia de la mayor “termalización” de los electrones supratérmicos del plasma inducida por el aumento de Z_{eff} .

Este comportamiento de las pérdidas directas con la variación de Z_{eff} es muy sistemático y puede entenderse invocando una asimetría toroidal entre los distintos cuadrantes de TJ-II. En principio todos los cuadrantes de TJ-II son equivalentes desde el punto de vista de la configuración magnética, aunque existen diferencias ostensibles entre los diferentes sectores dentro de cada cuadrante, éstas se reproducen exactamente. Sin embargo, en los límites entre cuadrantes, o mejor dicho, por la definición de cuadrante en TJ-II, entre los centros de los cuadrantes de TJ-II, se tiene que, en las superficies magnéticas centrales, aparecen valores excepcionalmente altos de la intensidad de campo magnético (ver Figura 2.5 donde se muestra el valor de B a lo largo del eje magnético). Estos altos valores de B tenderán a actuar como espejos magnéticos “reflejando” todos los electrones que no tengan un ángulo de “pitch” suficientemente alto, quedando éstos atrapados dentro de estos cuadrantes. Por otro lado, teniendo en cuenta que ambos girotrones inyectan su potencia en el interior de uno de estos “espejos magnéticos” (ver Figura 5.1), y que, por las características del calentamiento por ECRH, se generan poblaciones de electrones supratérmicos susceptibles de ser atrapados en el rizado magnético, es razonable esperar que se produzca una asimetría entre este cuadrante y los demás.

Los electrones atrapados en el cuadrante donde se encuentran los girotrones tenderán a derivar, hasta perderse, específicamente hacia las paredes que rodean este cuadrante. Esta asimetría en las pérdidas directas ha sido claramente confirmada mediante la utilización de diferentes monitores de reciclado colocados en varias posiciones toroidales [Och-03].

Esto puede apreciarse en las descargas representadas en la Figura 6.8, donde dos descargas, inicialmente preprogramadas con los mismos parámetros evolucionan, no obstante, de forma completamente diferente, como consecuencia de, probablemente, una leve variación de la densidad central y por tanto de la densidad de potencia de microondas, una de ellas experimenta una transición de ida y vuelta entre los dos estados de confinamiento, alto y bajo ritmo de pérdidas directas. Estas transiciones son

análogas a las descritas anteriormente. La potencia inyectada en la cámara de vacío fue de 300 kW a través de una única línea de transmisión de microondas, la situada en el sector A7.

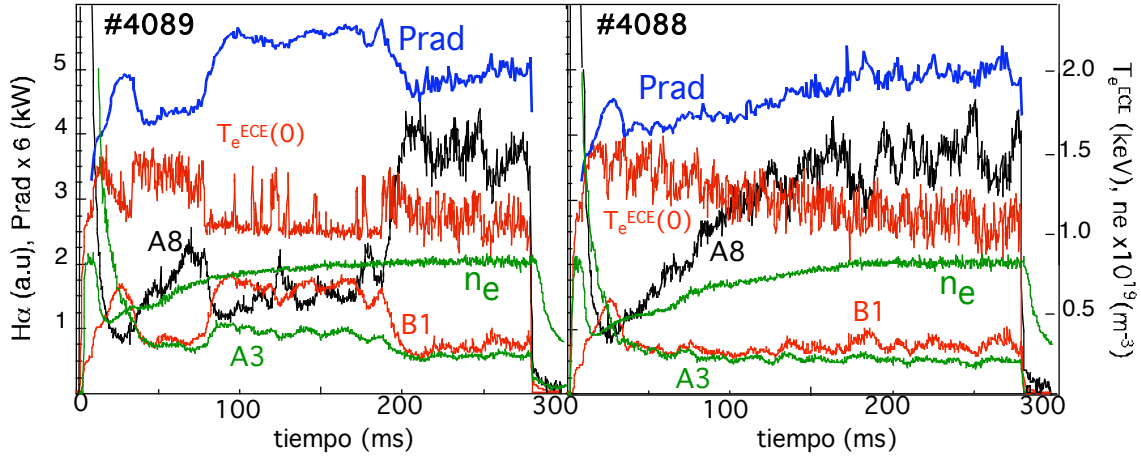


Figura 6.8 Descargas consecutivas que ilustran la supresión (#4089) del estado de confinamiento con alto ritmo de pérdidas. Prad (azul), potencia radiada total; TeECE(0) (rojo), ECE central, n_e (verde) densidad de línea electrónica, A3 y A8 (verde y negro), monitores de H_α y B1 (rojo), cuerda de bolómetro de borde.

En las gráficas se muestran las trazas que representan la potencia global de radiación por el plasma (azul), medida en el sector A2 donde está situado el diagnóstico de tomografía de rayos x; un monitor de ECE monitorizando el centro del plasma (rojo); el valor promedio de la integral de línea de la densidad (verde); las señales A3 y A8 procedentes de dos detectores monitorizando la longitud de onda de 656.27 nm característica de la emisión de la línea del hidrógeno, H_α, en dos posiciones toroidales diferentes y la señal B1, perteneciente a un array de bolómetros, que tiene un comportamiento muy similar a las señales de H_α. Las etiquetas de las trazas de H_α y B1 se corresponden con la denominación del sector donde se encuentran. La descarga #4088 transcurre en su totalidad en un estado de confinamiento de alto ritmo de pérdidas, mientras que la descarga #4089 presenta un transición al estado de confinamiento de bajo ritmo de pérdidas en el intervalo de tiempo entre 79 ms y 185 ms. Puede observarse que durante este intervalo de tiempo la asimetría toroidal en las trazas de H_α se reduce notablemente. Durante la transición al estado de confinamiento con bajo ritmo de pérdidas directas la traza A8 reduce considerablemente su valor

mientras que las señales A3 y B1 lo aumentan. Este diferente comportamiento de las trazas que monitorizan la radiación H_α sólo puede ser entendido por una fuerte asimetría en el reciclado de la pared, esto es, la cantidad de gas de H que la pared de la cámara de vacío devuelve al ser bombardeada por las partículas que escapan del plasma.

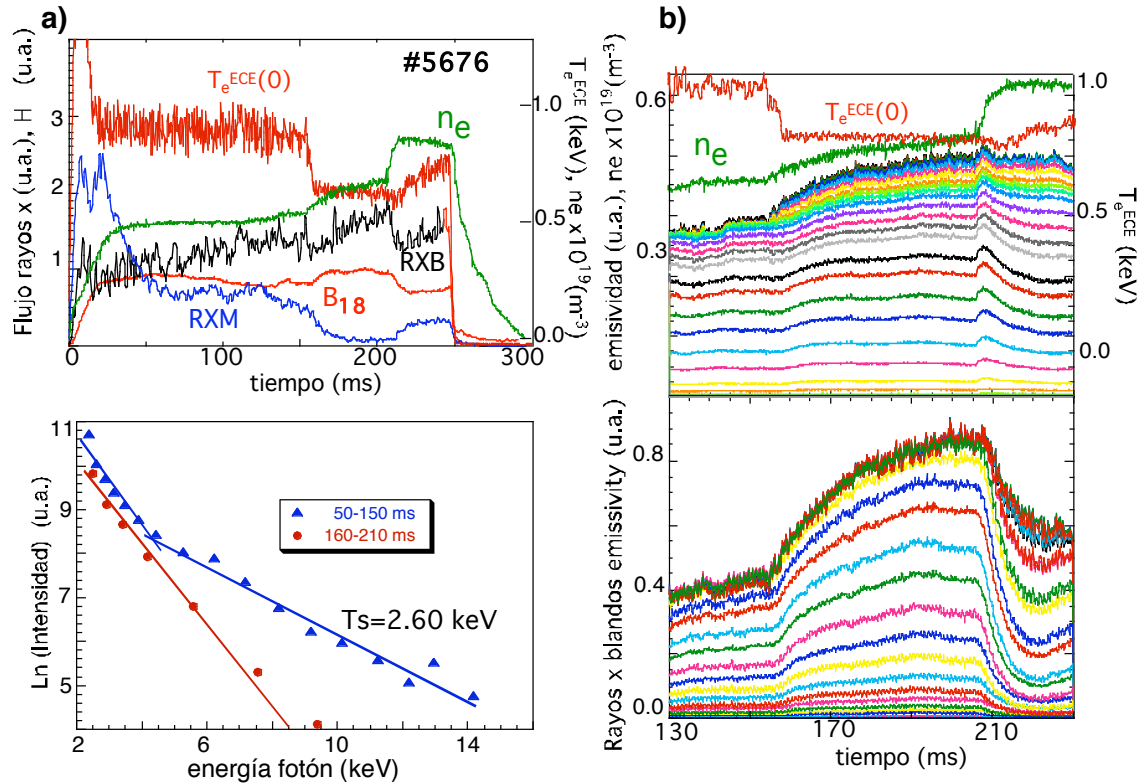


Figura 6.9 (a) *Señales representativas de la descarga #5676 (arriba) y espectros de rayos x blandos para los dos intervalos de tiempo indicados (abajo).* (b) *Evolución temporal de las emisividades locales de la radiación total (arriba) y de los rayos x blandos (abajo) con resolución radial. En $t=2025$ ms, un pulso de metano provoca el enfriamiento del plasma.*

Durante transiciones de este mismo tipo pero de mayor estabilidad temporal, se pudo también analizar el comportamiento de la emisión de fotones del plasma en el rango de los rayos x blandos (ver Figura 6.9), obteniéndose un incremento de emisión en todo el perfil del plasma y una notable reducción en los espectros de la componente asociada a la presencia de electrones supratérmicos, durante las fases de bajo ritmo de pérdidas directas.

Teniendo en cuenta esta asimetría toroidal de las pérdidas directas, el efecto que la variación de Z_{eff} tiene sobre ellas, puede explicarse como el resultado de un doble proceso colisional, donde, para que los electrones supratérmicos atrapados puedan alcanzar la superficie del limitador (sector A3), o las paredes de la cámara del sector A2 donde se encuentra el diagnóstico de tomografía de rayos x, primero tendrán que escapar del cuadrante de los girotrones y posteriormente volver a ser atrapados ya en los sectores A2 y A3. La prevalencia de este mecanismo implica una dependencia positiva de Z_{eff} sobre las pérdidas directas medidas fuera del cuadrante de los girotrones y, una dependencia negativa, la que en principio cabría esperar, sobre las pérdidas en el cuadrante de los girotrones. Nótese además que, de confirmarse la relevancia de este mecanismo, implicaría que los monitores de pérdidas directas instalados hasta la fecha en TJ-II no son monitores representativos de las pérdidas globales, sino de sólo una fracción de ellas. El grueso de las pérdidas directas debería ser monitorizado en el cuadrante de los girotrones.

Una primera aproximación de la fracción de la potencia que se disipa mediante el flujo directo de electrones supratérmicos puede realizarse a través de los flujos de rayos x medidos en el sector A2, usando el espectro obtenido en A3 para estimar su función de distribución y extrapolando el resultado al resto de la máquina, asumiendo que existe simetría toroidal, mediante la siguiente expresión para un haz de electrones monocromático al colisionar con un blanco grueso [Aga-89]:

$$(6.1) \quad I = \left(\frac{2n}{3\sqrt{el}} \right) \left(\frac{2\pi e}{hc} \right) \left(\frac{1}{mc^2} \right) ZT_{eV}^2 = kZT^2$$

donde, Z el número atómico del blanco, k es igual a $1.1 \times 10^{-3} \text{ (MeV)}^{-1}$, y T la energía cinética inicial de los electrones (MeV) e I la intensidad de la radiación (MeV).

El resultado que se obtiene indica que la fracción de la potencia disipada es baja, algo inferior al 1% de la potencia inyectada de microondas, y por tanto poco relevante. Sin embargo, al haber supuesto simetría toroidal, en contradicción con los datos experimentales, este resultado no es concluyente y no puede descartarse que en el sector de los girotrones pueda estarse perdiendo una fracción de potencia más significativa.

7 Electrones supratérmicos de alta energía y topología magnética de TJ-II

La estructura de la topología magnética juega un papel importante a la hora de determinar el confinamiento y el transporte en los plasmas de fusión. En particular, las superficies racionales parecen estar estrechamente relacionadas con la formación de barreras de transporte internas (ITB) en los plasmas de tokamaks [Koi-94 y Lop-97]. También se han realizado estudios en estelarátors donde del mismo modo se muestra esta relación entre racionales de bajo orden e ITBs, tanto si se localizan en el borde como en el centro del plasma [Ohy-00].

Las barreras de transporte son regiones del plasma donde se produce una reducción del transporte de partículas y energía. La explicación más ampliamente aceptada es que en esas regiones existen fuertes cizalladuras $E \times B$ que tienden a estabilizar el transporte turbulento [Koi-94].

En TJ-II, la localización de superficies racionales en el borde del plasma se realiza mediante sondas de Langmuir retráctiles [Ped-99], mediante la observación de los aplanamientos característicos en el potencial flotante (V_f) que generan [Ped-99a].

Para caracterizar la presencia de electrones supratérmicos de alta energía se procedió a montar un dispositivo experimental colocando, temporalmente, el detector de Ge, que en condiciones normales se encuentra en el sector A3 (configuración perpendicular), en el sector A1 (configuración tangencial), desde donde, a través de una ventana de cuarzo transparente para los rayos x con energías superiores a los 20 keV, tiene una visión tangencial del plasma que incluye la zona por la que entra una de las sondas de Langmuir [Med-01]. El objetivo era detectar la presencia de los electrones rápidos presentes en el plasma a través de su radiación de frenado cuando colisionasen con las puntas de tungsteno de la sonda.

En la Figura 7.1 se muestra un esquema con la configuración del dispositivo experimental.

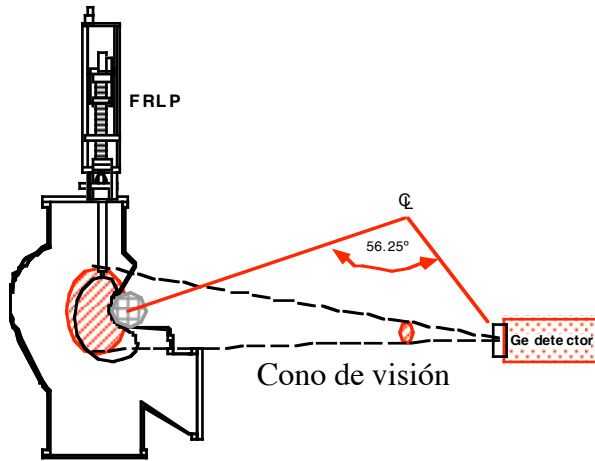


Figura 7.1 Esquema del dispositivo experimental para la detección de electrones rápidos ($E_{nv} > 20$ keV) en el interior del plasma.

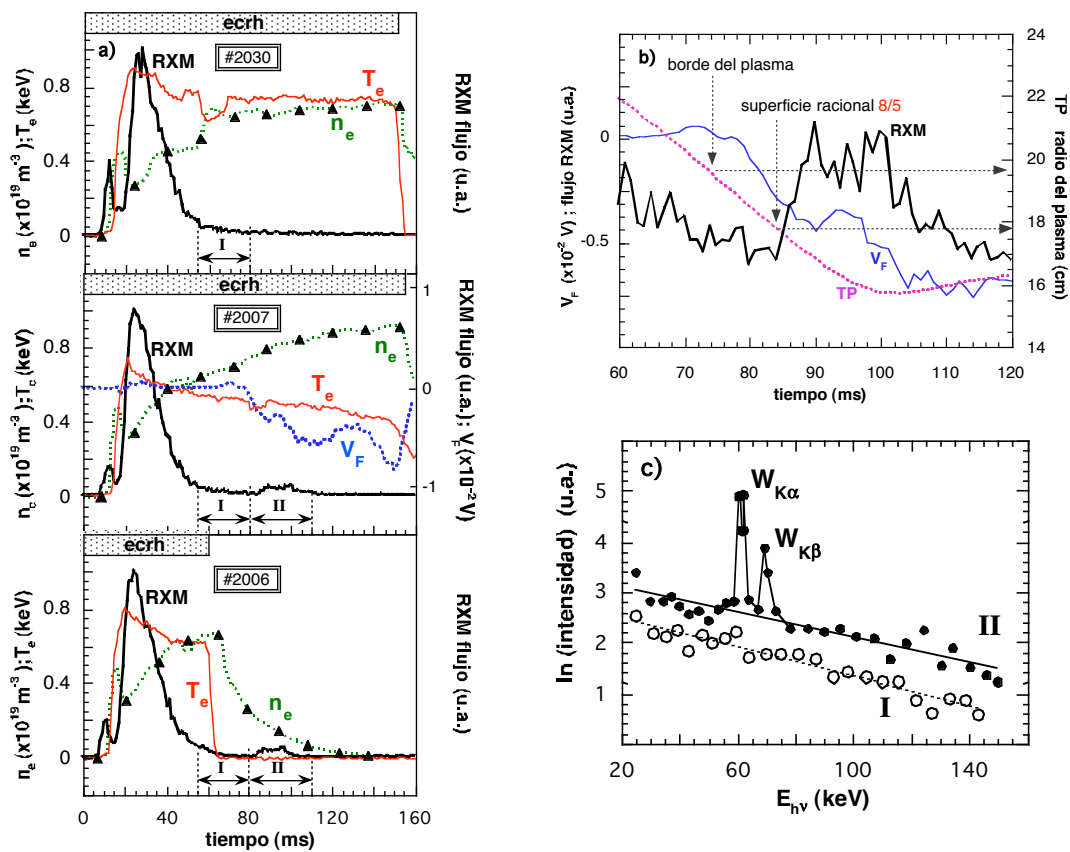


Figura 7.2 (a) Evolución temporal de tres descargas calentadas por ECRH. Triángulos, densidad media de línea electrónica; rojo, temperatura electrónica central; negro, flujo RXM; azul, potencial flotante. (b) Detalle de la descarga #2007, la etiqueta TP posición de la sonda. (c) Espectros de rayos x para los intervalos I y II marcados en (a).

La emisión de rayos x que se detecta procede de varias fuentes: de electrones colisionando con la sonda cuando está introducida en el plasma, de electrones que saliendo del plasma impactan contra las paredes y, en una fracción considerablemente menor, de colisiones electrón-ión habidas en el propio plasma. Esto último es así debido a la baja colisionalidad de estos electrones de alta energía y a la mayor eficiencia que tienen los materiales de alta Z produciendo rayos x (ver ecuación (6.1)).

En la Figura 7.2a puede verse la evolución temporal del promedio de la densidad electrónica de línea, la temperatura electrónica determinada a partir de la emisión ciclotrón electrónica (ECE) central y el flujo de rayos x de energía mayor que 20 keV (RXM) para tres descargas en una configuración con transformada rotacional en el borde $\iota(a) \approx 1.61$. La duración de los pulsos de ECRH (250 kW) se indica en la parte alta de las figuras mediante un rectángulo sombreado. En la descarga #2030 la sonda de Langmuir no se insertó en el plasma, mientras que en las otras dos descargas se insertó a una velocidad de aproximadamente 1 m/s mediante un sistema neumático (Ped-99). La posición de la punta de tungsteno de la sonda se monitoriza a través de un resistor lineal y está representado en la Figura 7.2b por la curva de puntos con etiqueta TP. Puede verse en la Figura 7.2a que la evolución del flujo de rayos x (RXM) es muy similar en las tres descargas durante los primeros 80 ms. Sin embargo, como se muestra con mayor detalle en la Figura 7.2b, la intensidad del flujo RXM aumenta cuando la punta de la sonda alcanza la posición correspondiente a la transformada rotacional $\iota(a) \approx 1.60$ correspondiente a la superficie racional resonante $n/m = 8/5$. La energía característica de los electrones supratérmicos que se deduce a partir los espectros mostrados en la Figura 7.2c es de unos 60 keV en todos los casos. En esta figura se muestran los espectros de rayos x para los dos intervalos de tiempos marcados como I y II en las gráficas de las descargas #2030, #2006 y #2007, esto es, antes y después de que se produzca el aumento de emisión por la entrada de la sonda en el plasma. Aparte del aumento que se produce en el nivel del continuo de radiación al entrar la sonda, aparecen claramente resueltas las líneas K_α y K_β del tungsteno, señal inequívoca de que el incremento de señal procede de la punta de la sonda (filamento de 0.75 mm de tungsteno). Esta diferencia entre los espectros sólo puede ser explicada por una acumulación de electrones con energías superiores a 65 keV en un posición localizada unos 2 cm dentro

del plasma, zona donde la temperatura electrónica está claramente por debajo de 100 eV.

En la Figura 7.2b puede apreciarse el retraso que existe entre la entrada de la sonda en el plasma y el punto donde ésta se encuentra con la población de electrones rápidos. La traza etiquetada como V_F es el potencial flotante medido por la propia sonda que comienza a descender cuando ésta entra en el plasma. El aumento de la señal RXM coincide con un aplanamiento del potencial flotante característico de la presencia de islas magnéticas asociadas a superficies racionales de bajo orden [Ped-99b].

Este efecto se observa tanto en descargas con plasma caliente, #2007, como en descargas donde al haber desconectado el calentamiento por ECRH el plasma se enfría y sólo quedan un gas ionizado, #2006. En este último caso la traza RXM indica que estos electrones confinados en la proximidad de la superficie resonante 8/5 permanecen confinados por al menos 25 ms después de desconectar el calentamiento y, por tanto, sin la posibilidad de seguir generando nuevos electrones supratérmicos. Esto es posible porque a diferencia de los Tokamaks, donde al apagarse la descarga las superficies magnéticas se destruyen, en los stellarators apenas sufren variaciones, especialmente en el borde donde la presión del plasma es menor.

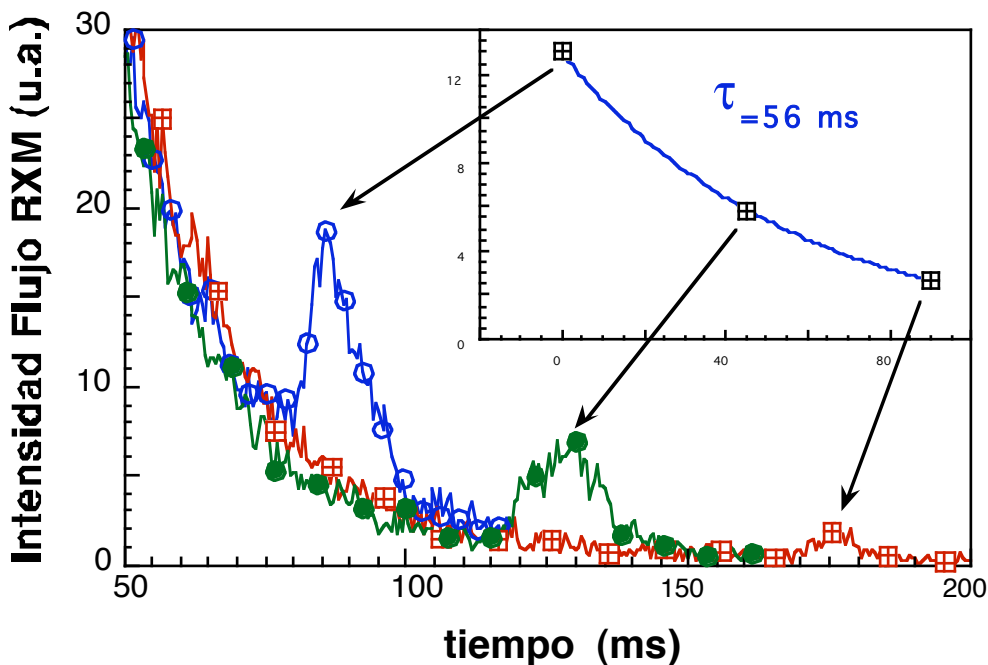


Figura 7.3 Dependencia de la intensidad del flujo de rayos x con el tiempo transcurrido desde que se corta el calentamiento. Estimación del tiempo de confinamiento.

Aprovechando esta característica de los stellarators se programó una serie de descargas reproducibles donde únicamente se inyectó un pulso de 50 ms de microondas. Al mismo tiempo, se introdujo la sonda de Langmuir con un retraso, respecto del final del pulso de microondas, diferente en cada descarga con el objetivo de determinar a qué ritmo se perdían estos electrones de alta energía. El resultado puede verse en la Figura 7.3 de forma esquemática. Puede verse claramente como desciende la población de electrones asociados a la superficie magnética con transformada rotacional 8/5. El tiempo de confinamiento determinado por este método es superior a 50 ms y es considerablemente superior al mencionado en el capítulo 5 de unos 3-4 ms. La diferencia entre los dos métodos para determinar el tiempo de confinamiento radica en que mediante la introducción de la sonda de Langmuir se está seleccionando específicamente una población de electrones rápidos, que además parece que están especialmente bien confinados. Por el contrario, mediante el otro sistema lo que se obtiene es un promedio del tiempo de confinamiento de todas las posibles poblaciones presentes que contribuyen a la señal de RXM. En el capítulo anterior ya se mostró que existe una población de electrones supratérmicos, eso sí, con energías considerablemente inferiores a las analizadas aquí, que se fugan del plasma casi instantáneamente. Se vio que parte de esos electrones alcanzaban el limitador A y se demostró que no eran electrones circulantes.

En la Figura 7.4 se muestran tres espectros obtenidos en tres descargas distintas. El espectro de color azul corresponde a una descarga como las de la Figura 7.3, donde se ha cortado la inyección de microondas antes de introducir la sonda de Langmuir. En este espectro la resolución en energía de los fotones era menor y no llegan a resolverse individualmente las líneas K_α y K_β del W. El espectro de la línea punteada de color verde corresponde a una descarga donde no se introdujo la sonda de Langmuir y se midió durante una descarga mantenida por el ECRH. Por último, el espectro mostrado en rojo se obtuvo en una situación similar al anterior pero con los limitadores introducidos un par de cm dentro del plasma, lo suficiente como para intersectar la superficie racional 8/5. En este último espectro, además, la sonda de Langmuir es introducida en el plasma pero, a pesar de ello, no aparecen las líneas del W.

Puede apreciarse claramente como el espectro mostrado en verde parece ser, si no tenemos en cuenta la presencia de las líneas del W, la suma de los otros dos. Esto está

indicando la presencia de dos poblaciones de electrones claramente diferenciadas, tanto en energía como en su condición de ser circulantes o no. En efecto, al introducir los limitadores (espectro en rojo), estos se convierten en el sumidero de todas las partículas circulantes no colisionales, como es el caso de los electrones de alta energía que se detectan al introducir la sonda de Langmuir y que presentan altos tiempos de confinamiento. Nótese, que en el espectro azul no aparece la componente de baja energía (espectro rojo), esto no hace más que confirmar que esta población de electrones tiene un tiempo de confinamiento claramente inferior a la otra, ya que, cuando la sonda de Langmuir entra en el plasma, éstos, ya han desaparecido.

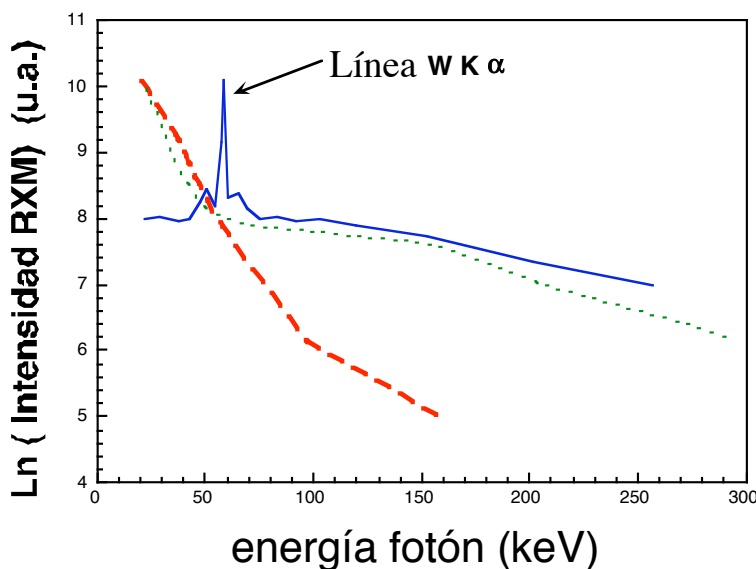


Figura 7.4 Espectros de RXM. Espectro Azul, señal procedente de la sonda de Langmuir; los otros dos, señal procedente de las paredes interiores de la cámara de vacío: verde, limitadores fuera del plasma; rojo, limitadores 2 cm dentro del plasma.

Por tanto, parece claro que los dos tiempos de confinamiento medidos corresponden en realidad a dos poblaciones de electrones distintas. La población que domina la señal del flujo integrado de RXM, si no se introduce la sonda, es la de menor energía, y por tanto, debe tener mayor densidad.

Para determinar la importancia que tienen las racionales de bajo orden en el confinamiento de estos electrones de alta energía se procedió a medir los flujos de RXM en varias configuraciones. Los resultados se muestran en la Figura 7.5. En la izquierda,

las tres gráficas, indican la distribución de las superficies racionales de bajo orden para las tres configuraciones de vacío estudiadas, y en la derecha, los flujos de RXM para cada una de ellas.

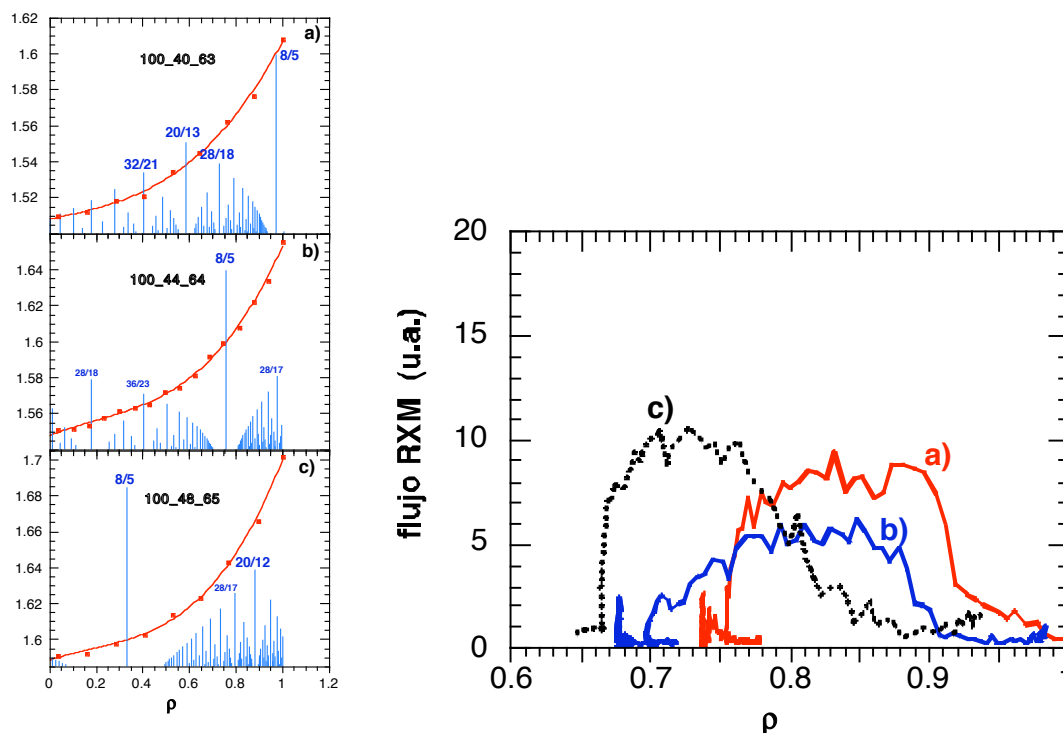


Figura 7.5 *Izquierda: posición radial de las superficies racionales de bajo orden para tres configuraciones magnéticas de vacío de TJ-II. Derecha: flujo de rayos x (RXM) originados en la punta de la sonda.*

Puede verse que a medida que la superficie racional de bajo orden es desplazada hacia el interior del plasma, los flujos de RXM originados en la sonda de Langmuir también lo hacen. Hay que hacer, no obstante, una apreciación: el desplazamiento teórico mostrado en las figuras de la izquierda es considerablemente mayor al observado experimentalmente en los flujos de RXM. Esto podría ser debido a que el perfil de transformada rotacional calculado en vacío no tiene en cuenta que las corrientes del plasma tienden a modificarlo, especialmente en el centro del plasma. La información de la que se dispone de esta descarga no es suficiente para aclarar este punto. Pero por otra parte, y dado que hasta la fecha no se conoce qué mecanismo específico es el responsable de la mejora de confinamiento de estos electrones, no puede especificarse el alcance radial que las racionales de bajo orden pudieran tener confinando electrones. Es

bien conocido que cuando electrones rápidos con determinadas energías circulan próximos a islas magnéticas asociadas a superficies racionales de bajo orden, éstos pueden acoplar su movimiento y sufrir grandes desplazamientos [Smi-97, Smir-01]. Un detallado estudio teórico de la mejora del confinamiento de estos electrones es algo que queda todavía por hacer.

Sin embargo, es un hecho que estos electrones están presentes en los plasmas de TJ-II y que por tanto pueden ejercer un impacto sobre el confinamiento del resto del plasma, ya sea a través de las corrientes locales que pudieran generar, en torno a las superficies racionales, como a través de efectos puramente colisionales.

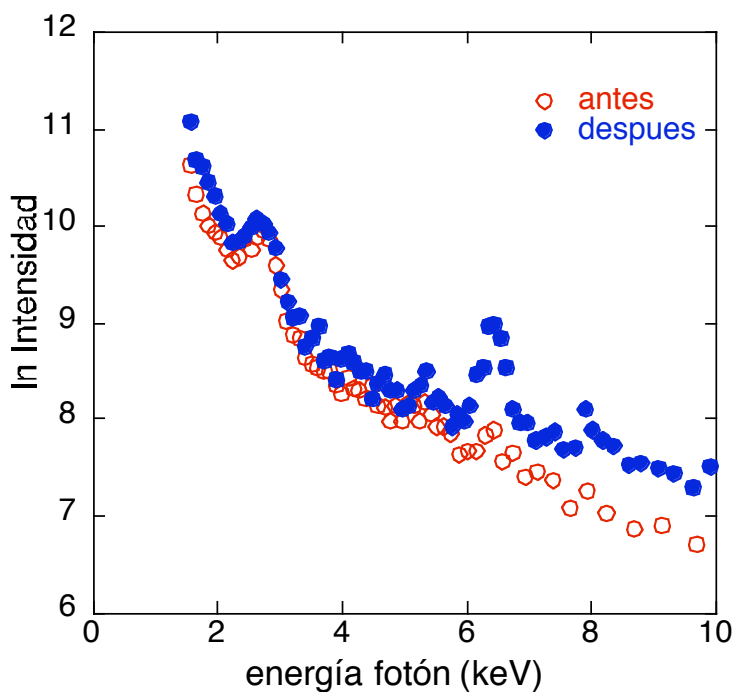


Figura 7.6 *Espectros de rayos x antes y después de una inyección de Fe.*

Con este último enfoque se realizaron una serie de experimentos [Och-06a] en los cuales se procedió a inyectar en el plasma, mediante la técnica de ablación por láser [Zur-02], consistente en pulverizar una delgada muestra con un potente haz láser, pequeñas cantidades de hierro. En cierto modo se trata de reproducir los experimentos mostrados arriba pero, en vez de insertar la sonda de Langmuir retráctil, se inyecta en el plasma un pequeña cantidad de hierro. El efecto inmediato es que el hierro comienza a perder electrones al tiempo penetra en el plasma. Mediante el detector de Ge es posible determinar su presencia (véase la línea $K\alpha$ (6.4 keV) de emisión del hierro en la Figura

7.6) pero no se puede determinar su estado de ionización. Para esto, puede realizarse el seguimiento simultáneo de varias líneas de emisión características de diferentes especies iónicas mediante un espectrómetro de vacío [McC-03, McC-02]. En concreto se ha hecho el seguimiento de dos líneas características de las especies iónicas Fe XVIII y Fe XVII. El objetivo era determinar si la presencia de electrones de alta energía pudiera estar teniendo un efecto sobre el grado de ionización de las impurezas presentes en el plasma y por tanto, sobre su transporte y confinamiento.

En la Figura 7.7 se muestra la evolución temporal de las intensidades de las líneas de 83.4 nm (Fe XVII) y de 97.4 nm (Fe XVIII) detectadas en dos descargas de TJ-II con muy diferentes niveles de hierro inyectado. Puede verse cómo durante los primeros dos intervalos de tiempo de observación aparece una anomalía, el estado iónico más ionizado (Fe XVIII) presenta mayor intensidad relativa que el estado menos ionizado (Fe XVII). Esto concuerda con lo que cabría esperar en el caso de que se produjese una sobreionización transitoria de los átomos de hierro entrantes. La transitoriedad de este fenómeno puede entenderse teniendo en cuenta que las poblaciones de electrones supratérmicos se ven alteradas por la propia entrada del hierro. Esto es así por dos causas, por la subida de la densidad electrónica que este proceso inevitablemente provoca y que reduce la generación de electrones de alta energía, y por la eliminación de los electrones supratérmicos, previamente confinados, asociados con las racionales de bajo orden al colisionar con las partículas de hierro.

El hecho de que las intensidades de ambas líneas no presenten su máxima intensidad en la misma ventana temporal, junto con otras anomalías observadas con diferentes monitores de radiación, llevó a concluir que el estado de ionización del hierro no era el esperado en estos plasmas [Och-06a].

Al modificar el estado de ionización de una impureza se modifica un parámetro, el radio de Larmor, que es tenido en cuenta en todos los códigos de transporte al calcular los coeficientes de difusión y las velocidades convectivas. Habitualmente, este valor se determina teniendo en cuenta únicamente las colisiones de las impurezas con el plasma en equilibrio termodinámico y por tanto no se contabiliza el posible impacto que poblaciones supratérmicas, como las descritas en esta memoria, pudieran tener. En cualquier caso, es posible que, aunque quizás de forma inadvertida, la incertidumbre en las velocidades de ionización y recombinación que puedan estar introduciendo las poblaciones supratérmicas estén de alguna forma enmascaradas en los modelos de transporte, ya sea, por la utilización de coeficientes ajustables de difusión y velocidad

convectiva [Shu-99], o por la introducción de temperaturas electrónicas efectivas [Shu-05].

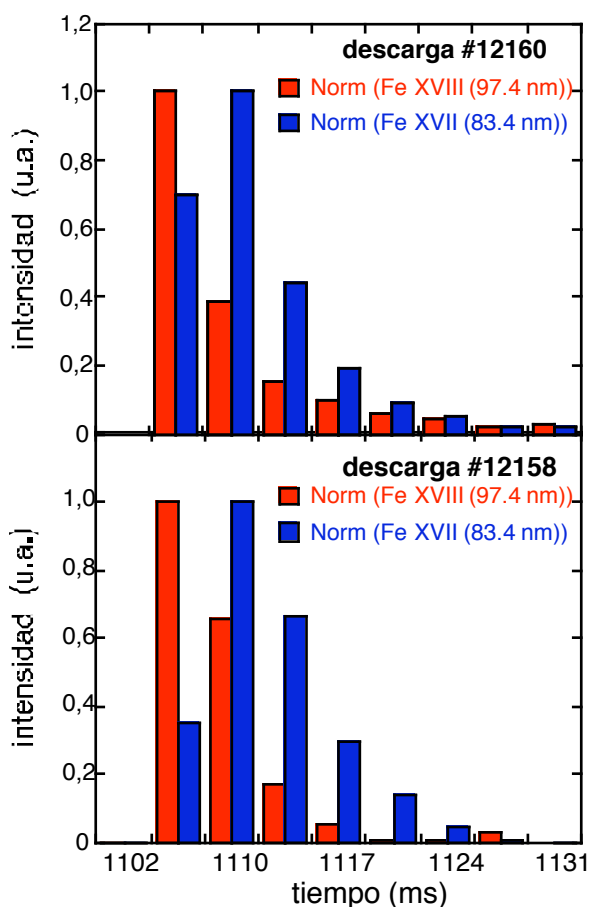


Figura 7.7 Evolución temporal de las intensidades normalizadas a 83.4 nm (*Fe XVII*) y 97.4 nm (*Fe XVIII*).

En este sentido, cabe mencionar que este efecto debe ser más intenso para impurezas de alta Z por poseer más electrones en las capas electrónicas exteriores donde son fácilmente extraíbles. Lo cual estaría de acuerdo con evidencias [Dux-99, Noz-04] de que los coeficientes de transporte presentan desviaciones, respecto a los calculados por la teoría neoclásica, que crecen con la Z de las impurezas en cuestión.

Los resultados mostrados en la Figura 7.7 apuntan en la dirección de que efectivamente, al menos en TJ-II y para impurezas pesadas como es el caso del hierro, la presencia de electrones supratérmicos debería tenerse en cuenta al modelar el transporte.

Conclusiones

En esta memoria se presenta la caracterización de las poblaciones electrónicas en los plasmas de TJ-II, utilizando dos diagnósticos de rayos x diseñados “ad hoc”:

- un diagnóstico para hacer tomografía de rayos x con 80 canales divididos en 5 cámaras (3 de ellas colocadas en el interior de la cámara de vacío), que contienen carruseles para la elección de la zona espectral de interés en cada caso.
- Un diagnóstico para determinar el espectro en el rango de energía de los rayos x que incluye múltiples filtros y colimadores y la capacidad de realizar barridos radiales por estar situado sobre una bancada móvil.

Dependiendo de las condiciones de calentamiento de los plasmas, se han podido separar hasta tres poblaciones distintas de electrones: la térmica, la supratérmica de baja energía y la supratérmica del alta energía.

El estudio de los rayos x emitidos por los electrones que pertenecen a cada una de ellas, ha permitido obtener información de parámetros y características notables del plasma.

1) Población térmica o maxwelliana: temperaturas entre 0.3 y 1.5 keV.

- Se ha estudiado con un diagnóstico de tomografía de 80 canales la evolución temporal de la distribución espacial de la emisividad de plasmas calentados con ECH, NBI y ECH+NBI.
- Esto ha permitido la localización experimental de las islas magnéticas asociadas a la racional $4/2$, así como la determinación de su tamaño y dinámica.
- Tras la adaptación del código IONEQ, se ha podido determinar el valor de Z_{eff} y calcular la evolución temporal del perfil radial de densidad electrónica, cuando se dispone de perfiles de temperatura representativos de la población térmica.

2) Población supratérmica de baja energía: temperaturas de 2 a 4 veces la térmica.

- La energía característica de estos electrones, así como su número, es función inversa de la densidad electrónica.
- En su mayoría, estos electrones están atrapados en los rizados del campo magnético y, por tanto, su tiempo de confinamiento es muy corto, menos de 1 ms.

- Las trayectorias de escape de estas partículas, observadas experimentalmente, están en pleno acuerdo con las predichas por los resultados de cálculos teóricos de órbitas.
- Se ha determinado que los flujos de electrones supratérmicos, o pérdidas convectivas, son asimétricos toroidalmente, hecho que no permite descartarlos como sumidero de energía relevante en TJ-II.

2) Población supratérmica de alta energía características entre 20 y 80 keV

- La energía característica de estos electrones, así como su número, es función inversa de la densidad electrónica.
- Estos electrones son en su mayoría circulantes y, por tanto, su tiempo de confinamiento es muy largo, del orden de 50 ms.
- Se ha determinado que los electrones de alta energía tienden a localizarse espacialmente en las proximidades de las cadenas de islas. Este resultado puede ser de gran utilidad para comprender las causas de algunas anomalías bien conocidas en los perfiles de emisión de impurezas en plasmas de fusión. La “sobreionización” observada parece tener relación con la distribución radial anómala de los estados de carga de algunas impurezas y ésta con la presencia de poblaciones supratérmicas.

Publicaciones

- (1) **F. Medina**, L. Rodríguez-Rodrigo, M. A. Ochando and F. Castejón.
"Superthermal electrons in the TJ-IU torsatron"
Plasma Phys. Control. Fusion **40**, 1897 (1998)

- (2) C. Alejaldre, ..., **F. Medina**, ... et al
"First plasmas in the TJ-II flexible Helic"
Plasma Phys. Control. Fusion **41**, A539 (1999)

- (3) **F. Medina**, L. Rodríguez-Rodrigo, J. Encabo-Fernández, A. López-Sánchez, P. Rodríguez and C. Rueda.
"X Ray Diagnostic Systems for the TJ-II Flexible Helic"
Rev. Sci. Instrum. **70**, 642 (1999)

- (4) C. Alejaldre, ..., **F. Medina**, ... et al
"Confinement studies in the TJ-II stellarator"
Plasma Phys. Control. Fusion **41**, B109 (1999)

- (5) C. Alejaldre ..., **F. Medina**, ... et al
"Status of the TJ-II Flexible Helic Experiments and Issues Towards Steady State Operation"
J. Plasma Fusion Res. SERIES, **3**, 22 (2000)

- (6) F. Castejón ..., **F. Medina**, ... et al
"Latest physics results of TJ-II flexible helic"
Problems of Atomic Science and Technology (Series: Plasma Physics) **6**, 3 (2000)

- (7) C. Alejaldre, ..., **F. Medina**, ... et al
"Review of confinement and transport studies in the TJ-II flexible Helic"
Nucl. Fusion **41**, 1449 (2001)

- (8) F. L. Tabarés, D. Tafalla, B. Brañas, E. de la Cal, I. García-Cortés, T. Estrada, I. Pastor, J. Herranz, E. de la Luna and **F. Medina**

"Density control and plasma edge characterisation of ECRH heated plasmas
in the TJ-II stellarator"

J. Nucl. Mater. **290-293**, 748 (2001)

(9) F. Medina, M. A. Pedrosa, M. A. Ochando, L. Rodríguez, C. Hidalgo, A. L. Fraguas,
B. A. Carreras and the TJ-II Team.

"Filamentary current detection in stellarator plasmas"

Rev. Sci. Instrum. **72**, 471 (2001)

(10) I. García-Cortés, D. López-Bruna, F. L. Tabarés, T. Estrada, **F. Medina** and the TJ-
II Team.

"Spontaneous improvement on TJ-II plasmas confinement"

Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 1639 (2002)

(11) B. Ph. van Milligen, ..., **F. Medina**, ... et al

"Ballistic transport phenomena in TJ-II"

Nucl. Fusion **42**, 787 (2002)

(12) E. Ascasíbar, ..., **F. Medina**, ... et al

"Confinement and Stability on the TJ-II Stellarator"

Plasma Phys. **44**, 307 (2002)

(13) F. L. Tabarés, D. Tafalla, R. Balbín, B. Brañas, T. Estrada, I. García-Cortés, **F. Medina** and M. A. Ochando.

"Impact of wall conditioning and gas fuelling on the enhanced confinement modes in TJ-
II"

J. Nucl. Mater. **313-316**, 839 (2003)

(14) M. A. Ochando, **F. Medina** and the TJ-II Team

"Emissivity toroidal asymmetries induced by ECRH driven convective fluxes in the TJ-II
stellarator"

Plasma Phys. Control. Fusion **45**, 221 (2003)

- (15) K. J. McCarthy, M. A. Ochando, F. Medina, B. Zurro, C. Hidalgo, M. A. Pedrosa, I. Pastor and J. Herranz
“A first study of impurity behavior during externally induced radial electric fields in the TJ-II stellarator”
Fusion Sci. Technol. **46**, 129 (2004)
- (16) C. Hidalgo, ..., **F. Medina**, ... et al
“Improved confinement regimes induced by limiter biasing in the TJ-II stellarator”
Plasma Phys. Control. Fusion **46**, 287 (2004)
- (17) B. Zurro, M. A. Ochando, A. Baciero, K. J. McCarthy, **F. Medina**, A. López-Sánchez, D. Rapisarda, D. Jiménez, A. Fernández, I. Pastor, J. Herranz and R. Dux
“Method to deduce local impurity transport quantities from evolution of tomographically reconstructed bolometer signals during tracer injection at TJ-II”
Rev. Sci. Instrum. **75**, 4231 (2004)
- (18) I. García-Cortés, F. L. Tabarés, D. Tafalla, A. Hidalgo, J. M. Carmona, K. J. McCarthy and **F. Medina**
“Fuelling efficiency of hydrocarbons in TJ-II plasmas”
J. Nucl. Mater. **337-339**, 441 (2005)
- (19) M. A. Ochando, **F. Medina**, B. Zurro, A. Baciero, K. J. McCarthy, M. A. Pedrosa, C. Hidalgo, E. Sánchez, J. Vega, A. B. Portas, L. M. Martínez-Fresno, HIBP Group, ECRH Group, NBI Group, and TJ-II TEAM
“Up-Down and In-Out asymmetry monitoring based on broadband radiation detectors”
Fusion Sci. Technol. **50**, 313 (2006)
- (20) M. A. Ochando, **F. Medina**, B. Zurro, K. J. McCarthy, M. A. Pedrosa, A. Baciero, D. Rapisarda, J. M. Carmona and D. Jiménez
“Effect of suprathreshold electrons on the impurity ionization state”
Plasma Phys. Control. Fusion **48**, 1573 (2006)

(21) **F. Medina**, M. A. Ochando, A. Baciero and J. Guasp

“Characterization of ripple-trapped suprathermal electron losses by their bremsstrahlung emission in the SXR range at the TJ-II Stellarator”

Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 385 (2007) .

(22) T. Estrada, **F. Medina**, D. López-Bruna, E. Ascasíbar, R. Balbín, A. Cappa, F. Castejón, S. Eguilior, A. Fernández, J. Guasp, C. Hidalgo and S. Petrov

“Transitions to Improved Core Electron Heat Confinement Triggered by Low Order Rational Magnetic Surfaces in the Stellarator TJ-II”

Nucl. Fusion **47**, 1 (2007)

Referencias

- [Aga-79] Agarwal B. K., *x ray Spectroscopy*, (Springer Series in Optical Sciences) (1979)
- [Aga-89] Agarwal B. K., *x ray Spectroscopy* (2nd edition, Springer Series) (1989)
- [Ale-90] Alejaldre C., et al., *Fusion Technol.* **17**, 131 (1990)
- [Ale-99a] Alejaldre C., et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **41**, A539 (1999)
- [Ale-99b] Alejaldre C., et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **41**, B109 (1999)
- [Ale-00] Alejaldre C., et al., *J. Plasma Fusion Res. SERIES* **3**, 22 (2000)
- [Ale-01] Alejaldre C., et al., *Nucl. Fusion* **41**,1449 (2001)
- [Ali-72] Alikae V. V., et al., *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **15**, 41(1972)
- [Asc-02] Ascasíbar E., et al., *Plasma Phys.* **44**, 307 (2002)
- [Ass-03] Assas S., Eriksson L. G., Nguyen F. and Basiuk V., *Plasma Phys. Control. Fusion* **45**, 145 (2003)
- [Bas-04] Basiuk V., Eriksson L. G., Bergeaud V., Chantant M., Martin G., Nguyen F., Reichle R., Vallet J. C., Delpeche L. and Surle F., *Nucl. Fusion* **44**, 181 (2004)
- [Bar-99] Barth C. J., et al., *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 763 (1999)
- [Bor-83] Bornatici M., Cano R., De Barbieri O. and Engelmann F., *Nucl. Fusion* **23**, 1153 (1983)
- [Cas-00] Castejón F., et al., *Problems of Atomic Science and Technology (Series: Plasma Physics)* **6**, 3 (2000)
- [Cas-03] Castejón F. and Eguillor S., *Plasma Phys. Control. Fusion* **45**, 159 (2003)
- [Cho-96] Choe W., Ono M. and Chang C. S., *Nucl. Fusion* **36**, 1703 (1996)
- [Cor-63] Cormack M. A., *J. Appl. Phys.* **34**, 2722 (1963)
- [Cor-64] Cormack M. A., *J. Appl. Phys.* **35**, 2908 (1964)
- [Cra-83] Crandal D. H., *In Atomic Physics of Highly Ionized Atoms*. Richard Maruus, New York: Plenum (1983)
- [Cru-90] Cruz D. F. and Donné A. J. H., *Rev. Sci. Instrum.* **61**, 3067 (1990)
- [Dep-88] Deprettere E. F., *SVD and Signal Processing*, North-Holland, Amsterdam, (1988)
- [Dud-88] Dudok de Wit T., et al., *Phys. Plasmas* **1**, 3288 (1994)
- [Dux-99] Dux R., et al., *Nucl. Fusion* **39**, 1509 (1999)

- [Egu-03] Eguilior S., Castejón F., Luna E. de la, Cappa A., Likin K., Fernández A. and TJ-II Team, *Plasma Phys. Control. Fusion* **45**, 105 (2003)
- [Eng-89] England A. C., et al., *Nucl. Fusion* **29**, 527 (1989)
- [Erc-94] Erckmann V., Gasparino U., *Plasma Phys. Control. Fusion* **36**, 1869 (1994)
- [Est-01] Estrada T., et al., *Rev. Plasma Phys. Control. Fusion* **43**, 1535 (2001)
- [Est-07] Estrada T., Medina F., et al., *Nucl. Fusion* **47**, 1 (2007)
- [Fer-00] Fernández A., et al., *Int. J. Infrared millim.* **21**, 1945 (2000)
- [Fuj-99] Fujisawa A et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **41**, A561 (1999)
- [Gar-02] García-Cortés I., López-Bruna D., Tabarés F. L., Estrada T., Medina F. and the TJ-II Team, *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**, 1639 (2002)
- [Gar-05] García-Cortés I., Tabarés F. L., Tafalla D., Hidalgo A., Carmona J. M., McCarthy K. J. and Medina F., *J. Nucl. Mater.* **337-339**, 441 (2005)
- [Gau-30] Gaunt J. A., *Phil. Trans. Roy. Soc. A* **229**:163 (1930)
- [Gla-78] Glasser J., Chapelle J. and Boettner J. C., *Appl. Opt.* **17**, 3750 (1978)
- [Gol-72] Golant V. E., Kaganskii M. G., Pakhomov L. P., Podushnikova K. A. and Shakhovets K. G., *Sov. Phys.-Tech. Phys.* **17**, 488 (1972)
- [Gol-89] Goluband G. H., VanLoan C. F., *Matrix Computations*, John Hopkins University Press, Baltimore, MD, (1989)
- [Gua-99] Guasp J., et al., *Fusion Sci. Technol.* **35**, 32 (1999)
- [Gua-00] Guasp J. and Liniers M., *Nucl. Fusion* **40**, 397 (2000)
- [Har-85] Harris J. H., et al., *Nucl. Fusion* **25**, 623 (1985)
- [Hei-54] Heitler W., “*The Quantum Theory of Radiation*” 248, Clarendon Oxford (1954)
- [Her-03] Herranz et al., *Fusion Eng. Des.* **65**, 525 (2003)
- [Hid-04] Hidalgo C., et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **46**, 287 (2004)
- [Hir-86] Hirshman S. P., Van Rij W. I. and Merkel P., *Comp. Phys. Comm.* **43**, 143 (1986)
- [Hua-75] Huang T. S., et al., *Appl. Opt.* **14**, 2213 (1975)
- [Hul-80] Hulse R. A., Post D. E. and Mikkelsen D. R., *J. Phys. B* **13**, 3895 (1980)
- [Hut-87] Hutchinson I. H., *Principles of Plasma Diagnostics*, Cambridge University Press, Cambridge, (1987)

- [Jan-84] Jansson P. A., “*Deconvolution With Applications in Spectroscopy*”. Academic Press, Orlando (1984)
- [Kad-71] Kadomtsev B. B. and Pogutse O. P., *Nucl. Fusion* **11**, 67 (1971)
- [Kim-99] Kim J. S., et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **41**, 1399 (1999)
- [Kra-23] Kramers H. A., *Phil. Mag.* **46**, 836 (1923)
- [Ide-93] Idei H., et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2220 (1993)
- [Ide-95] Idei H., et al., *Fusion Eng. Des.* **26**, 167 (1995)
- [Kaw-01] Kawashima H., Sato M., Tsuzuki K., Miura Y., Isei N., Kimura H., Nakayama T., Abe M. and Darrow D. S., *Nucl. Fusion* **41**, 257 (2001)
- [Kic-99] Kick M., et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **41**, A549 (1999)
- [Kno-79] Knoepfel H. and Spong D. A., *Nucl. Fusion* **19**, 785 (1979)
- [Koi-94] Koide Y., et al., *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3662 (1994)
- [Lin-04] Liniers M., et al., 31st EPS Conf. Plasma Phys., **Vol. 28G**, P-4.183 (2004)
- [Lop-95] Lopes Cardozo N. J., and Peters M., *Plasma Phys.* **2**, 4230 (1995)
- [Lop-97] Lopes Cardozo N. J., et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **39**, B303 (1997)
- [Lop-06] López-Bruna D., Romero J. and Castejón F., *Informes Técnicos CIEMAT* 1086 (2006)
- [Lun-01] Luna E. de la, et al., *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 379 (2001)
- [Mar-68] Marr G. V., *Plasma Spectroscopy* Elsevier Publishing Company, England, (1968).
- [McC-04] McCarthy K. J., Ochando M. A., Medina F., Zurro B., Hidalgo C., Pedrosa M. A., Pastor I., Herranz J., *Fusion Sci. Technol.* **46**, 129 (2004)
- [McC-02] McCarthy K. J., et al., “The normal-incidence Vacuum-ultraviolet Spectrometer for the TJ-II and First Experimental Results” *Informes Técnicos CIEMAT* 988 (2002)
- [McC-03] McCarthy K. J., et al., *Europhys. Lett.* **63**, 49 (2003)
- [Med-98] Medina F., et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **40**, 1897 (1998)
- [Med-99] Medina F., et al., *Rev. Sci. Instrum* **70**, 642 (1999)
- [Med-01] Medina F., et al., *Rev. Sci. Instrum.* **72** 671 (2001)
- [Med-04] Medina F., Ochando M. A., Baciero A. and Guasp J., 32nd EPS Conf. Plasma Phys. **29C**, P-5.026 (2004)
- [Med-07] Medina F., Ochando M. A., Baciero A., and Guasp J., *Plasma Phys. Control. Fusion* **49**, 385 (2007)

- [Mel-80] Melrose D. B., *Plasma Astrophysics*, New York: Gordon and Breach (1980)
- [Mic-81] Michelis C. de and Mattioli R., *Nucl. Fusion* **21**, 677 (1981)
- [Mil-02] Milligen B. Ph. van, et al., *Nucl. Fusion* **42**, 787 (2002)
- [Miy-80] Miyamoto K., “*Plasma Physics for Nuclear Fusion*”, MIT Press, Cambridge (1980)
- [Nav-91] Navarro A. P., Ochando M. A. and Weller A., *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19**, 569 (1991)
- [Nar-92] Nardone C., *Plasma Phys. Control. Fusion* **34**, 1447 (1992)
- [Noz-04] Nozato H., et al., *Phys. Plasmas* **11**, 1920 (2004)
- [Ohy-00] Ohyabu N., et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 102 (2000)
- [Och-99] Ochando M. A., Medina F., et al., 12th IAEA Stellarator Workshop, Madison, (1999)
- [Och-03] Ochando M. A. and Medina F. *Plasma Phys. Control. Fusion* **45**, 221 (2003)
- [Och-06] Ochando M. A., Medina F. et al., *Fusion Sci. Technol.* **50**, 313 (2006)
- [Och-06a] Ochando M. A., Medina F. et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **48**, 1573 (2006)
- [Ped-99] Pedrosa M. A., et al., *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 415 (1999)
- [Ped-99b] Pedrosa M. A., et al., 26th EPS Conf. Plasma Phys., ECA Vol. **23J**, 377 (1999)
- [Pet-03] Petty C. C., et al., *Nucl. Fusion* **43**, 700 (2003)
- [Pil-87] Piliya A. D. and Fedorov V., *Rev. Plasma Phys.* **13**, 335 (1987)
- [Pre-92] Press W., et al., *Numerical Recipes in FORTRAN*, Cambridge University Press, Cambridge, (1992)
- [Riv-86] Riviere A. C., *Plasma Phys. Control. Fusion* **28**, 1262 (1986)
- [Rod-99] Rodríguez-Rodrigo L., Medina F. and Ochando M. A., 26th EPS Conf. Plasma Phys., ECA Vol. **23J**, 353 (1999)
- [Rod-99a] Rodríguez- Rodrigo L., et al., *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 645 (1999)
- [Rom-97] Romé M., et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **39**, 117 (1997)
- [San-93] Sánchez J., et al., *J. Plasma Fusion Res. SERIES* **1**, 338 (1993)
- [Shk-66] Shkarofsky I. P., Johnsenton T. W., and Bachynski M. P., “*The Particle Kinetics of Plasmas*”, Addison-Wesley, Reading (1966)
- [Shu-99] Shurygin V. A., *Plasma Phys. Control. Fusion* **41**, 355 (1999)

- [Shu-05] Shurygin V. A., et al., *Plasma Phys. Rep.* **31**, 439 (2005)
- [Smi-01] Smirnova M. S., *Phys. Plasmas* **8**, 1584-1593 (2001)
- [Smi-97] Smirnova M. S., *Phys. Plasmas* **4**, 2584-2596 (1997)
- [Som-31] Sommerfeld A., *Ann. Phys.* **11**, 257 (1931)
- [Sud-90] Sudo S., et al., *Nuclear Fusion* **30**, 1352 (1990)
- [Tab-99] Tabarés F. L., et al., 26th EPS Conf. Plasma Phys., ECA Vol. **23J**, 369 (1999)
- [Tab-01] Tabarés F. L., et al., *J. Nucl. Mater.* **290-293**, 748 (2001)
- [Tab-03] Tabarés F. L., et al., *J. Nucl. Mater.* **313-316**, 839 (2003)
- [Tam-61] Tamm I. Y. and Sakharov A., *Theory of a magnetic thermonuclear reactor*, Pergamon, Oxford (1961)
- [Tso-83] Tsoufanidis N., *Measurements and Detection of Radiation*, McGraw-Hill (Series in Nuclear Engineering) (1983)
- [Tri-01] Tribaldos V., *Phys. Plasmas* **8**, 1229 (2001)
- [Wei-80] Weitzner H. and Batchelor D. B., *Phys. Fluids* **23**, 1359 (1980)
- [Weis-96] Weisen H., et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**, 1415 (1996)
- [Wel-80] Weller A., IPP 2/251, "Simulations of x-Ray signals", Max-Planck Institut für Plasmaphysik, Garching (1980)
- [Wel-87] Weller A., et al., JET-IR(87) 10 (1987)
- [Wes-85] Wesson J. A., *Tokamaks*, Clarendon Press, London (1985)
- [Yos-83] Yoshikawa S., *Nucl. Fusion* **23** 667 (1983)
- [Zur-02] Zurro B., et al., 29th EPS Conf. Plasma Phys., ECA Vol. **26B**, P-5.025 (2002)
- [Zur-04] B. Zurro B., et al., *Rev. Sci. Instrum.*, **75**, 4231 (2004)