DIFUSIÓN TÉRMICA ELECTRÓNICA EXPERIMENTAL EN PLASMAS ECRH DEL TJ-II

V. I. VARGAS, D. LÓPEZ-BRUNA, J. HERRANZ, F. CASTEJÓN

Índice

1. Introducción	1
2. Construcción de perfiles en el TJ-II	4
2.1. Temperatura electrónica	4
2.2. Densidad electrónica	5
2.3. Temperatura y densidad iónicas	6
2.4. Deposición de potencia ECRH	6
2.5. Radiación total	6
2.6. Geometría	7
3. Análisis interpretativo	7
3.1. Energía del plasma y tiempos de confinamiento	7
3.2. Barrido en densidad	10
3.3. Barrido en transformada rotacional	15
3.4. Barrido en potencia	20
4. Conclusiones	21
Apéndice A. Deducción de la Ec. 3	22
Agradecimientos	23
Referencias	23

1. Introducción

El TJ-II es un estelarador de baja cizalla magnética del tipo Heliac con un radio mayor promedio de 1,5 m y un radio menor promedio, $a \leq 0{,}22$ m [1]. El campo magnético ($B_0 \leq 1{,}2$ T) se genera mediante varios juegos de bobinas de los cuales, de especial importancia es el formado por los conductores centrales, pues permiten estudiar los plasmas en un margen amplio de valores de la transformada rotacional. Consiste en una bobina circular y un conductor helicoidal de 4 periodos a su alrededor. Gracias a estos conductores, la transformada rotacional en el borde puede ser variada entre 0,9 y 2,5; y el pozo magnético puede ser cambiado de -1 % a 6 %. Las predicciones teóricas para los valores de β máximo según los criterios al uso [2] están en torno al 6 % [3].

El sistema de encendido y calentamiento del plasma, o ECRH (Electron Cyclotron Resonance Heating) en el TJ-II consiste en dos girotrones que operan a una frecuencia de 53,2 GHz, correspondiente al segundo armónico de la frecuencia ciclotrónica electrónica en el eje magnético. Cada girotrón

se ha diseñado para dar en torno a 300 kW de potencia de salida de microondas y la duración de los pulsos es de unos 300 ms. Existen dos líneas que transmiten la potencia de las microondas al plasma mediante espejos [4]. Se ha utilizado una potencia de salida de unos 200 kW en cada línea de transmisión para las descargas analizadas en este trabajo.

En este informe se presenta el estudio del transporte térmico en tres series de descargas con calentamiento por resonancia ciclotrónica electrónica (ECRH) y con pared boronizada. Dichas series corresponden a barridos respectivos en densidad, transformada rotacional y potencia de calentamiento (Q_{ECRH}). Se busca complementar los estudios del confinamiento realizados hasta la fecha [5] sobre magnitudes integrales, obteniendo ahora información local. Puesto que el conocimiento de las fuentes es fundamental para hacer este tipo de estudio, y que la fuente de partículas no se conoce bien en estos barridos, nos dedicaremos particularmente a la difusividad térmica.

Se ha realizado un análisis interpretativo[1] para 161 descargas con condiciones estacionarias. Se trata normalmente de descargas cuyas condiciones se mantienen durante tiempos largos comparados con el tiempo de calentamiento ECRH, si bien basta con que la estacionariedad se dé durante unos pocos tiempos de confinamiento en torno al disparo del diagnóstico de esparcimiento Thomson[2] (TS) [6]. Se ha obtenido la difusividad térmica electrónica, χ_e, para todas las descargas y en forma adicional los tiempos de confinamiento y energías del plasma que permitan una comparación con el análisis de la Ref. [5]. 74 descargas corresponden al barrido en densidad, 53 descargas se utilizaron en el barrido en transformada rotacional y finalmente 34 descargas para el barrido en potencia de ECRH. Todos los cálculos han sido realizados mediante el programa de análisis `ASTRA`[3] [7] después de imponer la geometría de vacío del TJ-II en los cálculos [8].

χ_e se obtiene a partir de la ecuación de conservación de la energía:

$$\frac{3}{2}\frac{\partial}{\partial t}(n_e T_e) = \nabla \cdot \left(\chi_e n_e \nabla T_e + \frac{5}{2} T_e D_n \nabla n_e \right) - P_{ECRH} + P_{ei} + P_{rad}, \tag{1}$$

donde n_e corresponde a la densidad electrónica, T_e es la temperatura electrónica, D_n es la difusión de partículas, P_{ECRH} es la densidad de potencia depositada por el ECRH, P_{rad} corresponde a la densidad de potencia radiada y P_{ei} es el termino de intercambio de calor entre los fluidos electrónico e iónico, dado por

$$P_{ei} = \frac{3 n_e}{\tau_{ei}} \frac{m_e}{m_i} (T_e - T_i), \tag{2}$$

donde el tiempo característico de intercambio de momento entre electrones e iones viene dado por $\tau_{ei} = 1,1 \cdot 10^{-3} T_e^{3/2} n_i^{-1} Z^{-2} \lambda_{ei}$ s, con $\lambda_{ei} = 15,9 -$

[1] Análisis de transporte basado en la obtención de coeficientes de transporte a partir de los perfiles experimentales.

[2] *Thomson Scattering* en la literatura inglesa.

[3] ASTRA: Automatic System for TRansport Analysis [9]

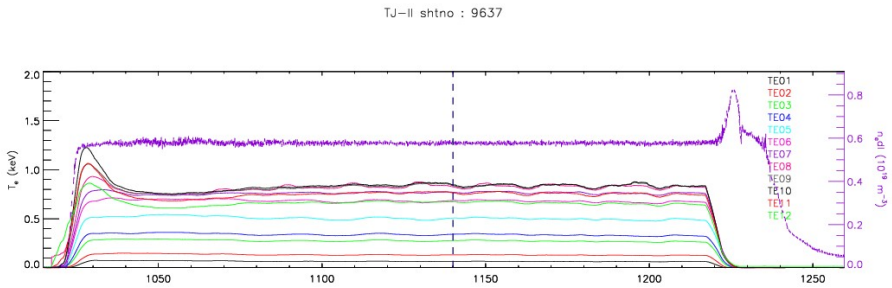

FIGURA 1. Descarga nº 9637 del TJ-II. Nótese las condiciones estacionarias de la densidad de línea ($\bar{n}_e$, línea morada), y de la temperatura electrónica (TECE) para los distintos canales del diagnóstico de emisión ciclotrónica electrónica (ECE) [11]. La línea discontinua representa el instante del disparo del diagnóstico TS.

$\ln(n_e^{1/2}T_e^{-1})$ llamado logaritmo de Coulomb y válido para colisiones electrónión con $T_e > 0,01Z^2$. T_e está expresada en keV, n_e y n_i en unidades de 10^{19} m^{-3}.

Partiendo de la ecuación 1 y considerando que en este estudio sólo se contemplan estados estacionarios (ver figura 1; $\partial n_e/\partial t = 0$, $\partial T_e/\partial t = 0$), tenemos (ver apéndice A)

$$\chi_e(\rho) = \frac{Q_e^T(\rho)}{n_e(\rho)\nabla T_e(\rho)G(\rho)}, \tag{3}$$

donde $Q_e^T = \int^\rho P_e^T dV$ es la potencia total depositada en el fluido electrónico del plasma, $P_e^T = P_{ECH} - P_{ei} - P_{rad}$ es la densidad de potencia total y $G = \frac{\partial V}{\partial \rho}\left\langle(\nabla\rho)^2\right\rangle$ [9]. Aquí, V es el volumen y ρ el radio normalizado de la configuración magnética ($\rho = r/a$, a es el radio medio del plasma y r la coordenada radial, proporcional a la raiz cuadrada del flujo toroidal).

Todas las magnitudes que aparecen en la Ec. 3 son perfiles radiales experimentales y geométricos. Dichos perfiles se han construido siguiendo varios criterios.

La sección 2 del trabajo explica cómo se construyeron los diferentes perfiles radiales experimentales y geométricos necesarios para el estudio. La Sec. 3 presenta los resultados obtenidos y la discusión del estudio de χ_e en los diferentes barridos, además de los resultados de tiempo de confinamiento de la energía y energía térmica del plasma en los distintos grupos de descargas. La Sec. 4 son las conclusiones del trabajo. En el Apéndice se presenta la obtención de la Ec. 3.

2. Construcción de perfiles en el TJ-II

Los estudios de transporte interpretativo en plasmas requieren del conocimiento de la información experimental. En el caso particular del TJ-II, los perfiles de la densidad electrónica se obtienen mediante diferentes diagnósticos. Sin embargo, cada uno de ellos nos da información a trozos del perfil de la densidad; en el caso de n_e del diagnóstico TS, se obtiene información sobre todo en la parte interior del plasma, ya que en el borde las densidades suelen encontrarse por debajo del régimen de trabajo adecuado para el diagnóstico [6]. El diagnóstico de obtención de la densidad por reflectometría [10] (RF) es complementario en el sentido de que mide densidades electrónicas en la región de gradiente de n_e hasta valores en torno a $1,2 \cdot 10^{19}$ m^{-3}, más o menos la mitad exterior en los plasmas ECRH. En los casos en los que no se disponía de los perfiles RF se han continuado los perfiles TS hasta el borde. En cuanto a los perfiles de temperatura electrónica se dispone del perfil radial del diagnóstico TS para un único tiempo durante la descarga, y de los datos de temperatura electrónica (TECE) del diagnóstico de emisión ciclotrónica (ECE) [11] en posiciones discretas pero con buena resolución temporal (La frecuencia de muestreo es de 20 kHz).

La Fig. 2 muestra los distintos perfiles típicos de temperatura electrónica (TS y ECE) y densidad electrónica (TS y RF) del TJ-II para una de las descargas utilizadas en el estudio. A continuación se describe la manera en que se han tomado los distintos perfiles radiales experimentales y geométricos para su posterior análisis.

2.1. Temperatura electrónica. Para construir el perfil de T_e se lee el perfil radial del diagnóstico TS de la base de datos del TJ-II. Posteriormente se realiza un suavizado de un 4.5 % del total de puntos del perfil siguiendo criterios dados por [12] y utilizando el siguiente algoritmo:

$$R_i = \frac{1}{w}\sum_{j=0}^{w-1} A_{i+j-w/2} \qquad i = \frac{(w-1)}{2}, \ldots, N - \frac{(w+1)}{2} \tag{4}$$

donde N es el número de elementos en el conjunto de valores A y w es el ancho de la ventana de suavizado.

Para todas las descargas se construyó el perfil T_e utilizando los datos correspondientes a ρ negativos, es decir, cerca del *Hard core*[4], esto debido a que el perfil TS en este sector tiene menos contaminación por luz parásita [13]. Para completarlo hasta el borde se utiliza una parábola cuyo vértice en $\rho = -1$ pasa por 20 eV (del orden de la energía de enlace del electrón con el núcleo de hidrógeno) y donde uno de los puntos de la parábola pasa por el valor mínimo del perfil de T_e de TS. La información de la temperatura electrónica del diagnóstico de ECE se utilizó únicamente como comparación durante la construcción del perfil de T_e. Sin embargo, se hicieron estudios de la evolución temporal del gradiente de la temperatura electrónica ECE y de χ_e (según la Ec. 3) para 64 descargas del barrido en densidad, para las cuales se tomó la información del ECE tras verificar sus factores de calibración.

[4]El "hard core" corresponde a la pared interna del TJ-II más cercana a la bobina central.

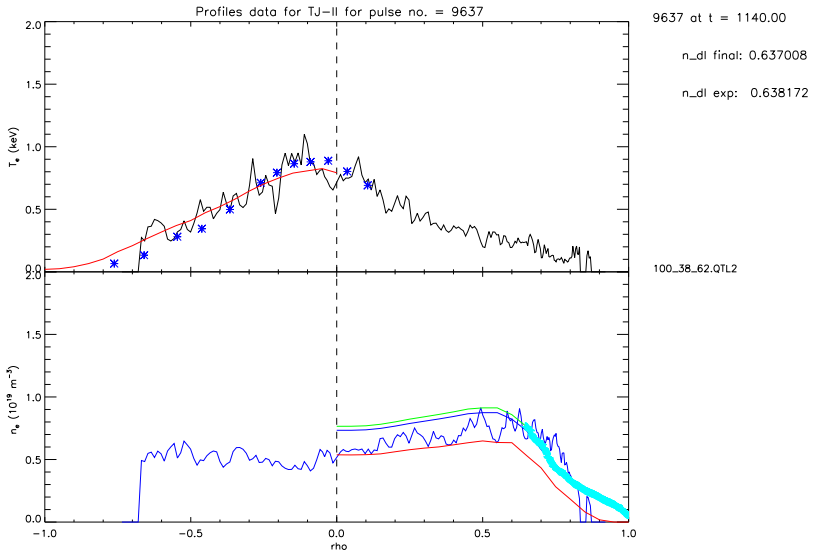

FIGURA 2. **Parte superior:** Comparación entre los datos experimentales del perfil de T_e procedente del diagnóstico TS (línea negra), y el perfil de T_e procedente del diagnóstico ECE (asteriscos azules), con el perfil final suavizado (línea roja). **Parte inferior:** Comparación entre los datos experimentales del perfil de n_e procedente del diagnóstico TS (línea con picos azules), y el perfil de n_e procedente del diagnóstico RF (línea gruesa celeste), con el perfil simetrizado procedente del TS (línea roja), junto con la curva de empalme de los perfiles experimentales de n_e (línea verde) y el perfil final ajustado a la densidad de línea experimental (línea azul) para la descarga 9637 (plasma ECRH).

2.2. Densidad electrónica. Dado que el objetivo es usar los perfiles en cálculos de transporte de plasma, que generalmente utilizan coordenadas de flujo, es necesario simetrizar los perfiles TS.

Un ejemplo de perfil de n_e medido mediante el diagnóstico TS aparece en la Fig. 2 (línea azul con picos). Pertenece a una descarga ECRH con densidad de línea experimental[5] $\bar{n}_e = 0{,}64 \cdot 10^{19}$ m^{-3}. Este perfil experimental se suaviza (según la Ec. 4) y luego se interpola linealmente en una malla de 42 puntos equidistantes y simétricos respecto a ρ y $-\rho$. A continuación se simetriza el perfil tomando el promedio de valores con ρ simétricos, lo que permite construir el perfil de la línea roja mostrado en la parte inferior de la Fig. 2. Este perfil se ajusta para que la integral de n_e coincida con la densidad de línea experimental obtenida con el Interferómetro de microondas en el tiempo en el cual se da el disparo del diagnóstico TS. Posteriormente se

[5]Se obtiene con el Interferómetro de microondas, que trabaja a 150 GHz (longitud de onda de 2 mm). Mide la densidad de electrones libres en el plasma comparando la diferencia de fase entre un haz de referencia y otro que cruza el plasma a modo de cuerda. La medida es una integral a lo largo de la cuerda.

empalma con el perfil de densidad RF (curva gruesa celeste en la figura 2). En el caso de que no exista dicha señal se realiza un empalme con una parábola en $n_e = 0,35 \cdot 10^{19}$ m^{-3} y cuyo mínimo pasa por $\rho = 1$ con una densidad igual a $0,03 \cdot 10^{19}$ m^{-3}. Finalmente el perfil construido es de nuevo ajustado a la densidad de línea experimental en caso de ser necesario.

2.3. Temperatura y densidad iónicas. La temperatura iónica (T_i) en los plasmas ECRH del TJ-II suele encontrarse en el intervalo $90 - 120$ eV [14]. Se mide mediante el espectrómetro de masas del diagnóstico que mide flujos de neutros procedentes de procesos de intercambio de carga [15]. El diagnóstico se prepara normalmente para medir la temperatura iónica central, pero sólo se dispone de esta medida para un reducido número de descargas de este estudio. Se ha optado por considerar, para todas las descargas, un perfil de temperatura iónica casi plano [16] estimado en 90 eV, con una caida brusca en el borde hasta 12 eV. La densidad iónica (n_i) se obtuvo considerando una carga efectiva homogenea $Z_{eff} = 1{,}3$. Tanto T_i como n_i fueron utilizados en el cálculo de energías del plasma, $W_p = \frac{3}{2}\int(n_eT_e + n_iT_i)dV$; y T_i en el cálculo de las perdidas por procesos de intercambio de calor coulombiano entre iones y electrones dado por la Ec. 2.

2.4. Deposición de potencia ECRH. El perfil de densidad de potencia absorbida ECRH (P_{ECRH}) del TJ-II puede describirse razonablemente bien mediante una gausiana [17]. Es por este motivo que dicho perfil se simula mediante dos perfiles gausianos superpuestos (dos girotrones). El subprograma `FGAUSS` [9] en ASTRA proporciona gaussianas normalizadas,

$$g(\rho) = Ne^{-\left(\frac{\rho-\rho_0}{\Delta}\right)^2}, \tag{5}$$

donde N es un factor de normalización, $\int_0^1 g(\rho)V'd\rho = 1$. Se ha utilizado un perfil centrado ($\rho_0 = 0$) de anchura a media altura $\Delta = 0{,}2$ en todos los casos. Además, todas las descargas analizadas en el barrido en densidad y transformada rotacional tienen la misma potencia depositada de calentamiento ($Q_{ECRH} = 240$ kW).

2.5. Radiación total. Para el perfil de radiación total se tomaron 33 perfiles de los cuales 17 pertenecen a descargas del barrido en densidad (23 % del total de descargas analizadas en densidad) y 16 a descargas con barrido en transformada rotacional (30 % del total). Los perfiles de radiación han sido simetrizados para poder ser considerados en el análisis del transporte. El objetivo de tomar en cuenta este perfil es para valorar la necesidad o no de incluir Q_{rad} en las estimaciones de χ_e. Además, en los casos posibles se ha calculado el tiempo de confinamiento global de energía τ_E en estado estacionario dado por

$$\tau_E = \frac{W_p}{Q_{ECRH} - Q_{rad} - Q_{ei}}$$

donde Q_{ECRH} es la integral de volumen de P_{ECRH}, análogamente $Q_{rad} = \int_V P_{rad}dV$ es la potencia radiada y finalmente $Q_{ei} = \int_V P_{ei}dV$ corresponde a la potencia perdida por intercambio de calor coulombiano entre iones y electrones. La Fig. 3 muestra los perfiles Q_{ECRH} y $Q_e^T = Q_{ECRH} - Q_{rad} - Q_{ei}$

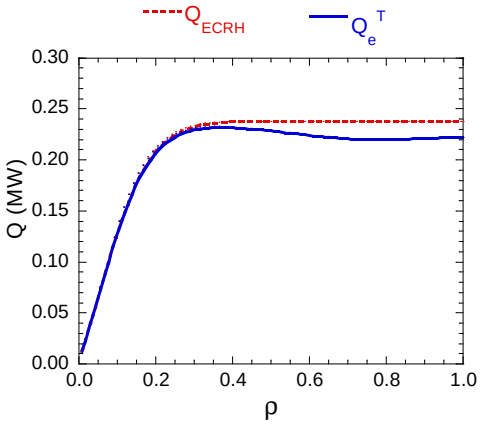

FIGURA 3. Perfil de potencia Q_{ECRH} y perfil de potencia total depositada en los electrones Q_e^T para la descarga ECRH n° 9454 del TJ-II.

para una descarga del TJ-II. Puede observarse cómo para $\rho \geq 0{,}4$ el perfil de potencia total disminuye debido a las pérdidas.

Usando Q_{rad} se han hecho estimaciones de χ_e en 33 descargas según la Ec. 3. De la comparación con los cálculos que sólo usan $Q_{ECRH} - Q_{ei}$ se observan diferencias que pueden alcanzar hasta un 15 % cerca del borde del plasma. Como se comentará, la zona periférica no es importante en este estudio.

2.6. Geometría. Para estimar los gradientes promedio (en cada superficie de flujo) es necesario imponer de una manera consistente la geometría de vacío del TJ-II en los cálculos [8]. En particular, se ha obtenido el promedio en las superficies de flujo de la magnitud métrica necesaria según la Ec. 3, esto es,

$$G = \frac{\partial V}{\partial \rho} \left\langle (\nabla \rho)^2 \right\rangle \tag{6}$$

Esta información se ha obtenido de la librería `g3d` de funciones relacionadas con la geometría tridimensional del TJ-II [18]. El cuadro 1 muestra los perfiles geométricos obtenidos, de los cuales ASTRA usa `G11`, `VR` y `MV` en los cálculos, y los demás se han dejado como comparación. El valor del radio medio a en ASTRA ha sido ajustado para que el volumen del plasma coincida con el dado en la configuración de vacío. De hecho, las magnitudes que interesan para este trabajo son el volumen del plasma y su derivada (para las integrales de volumen); y $< |\nabla \rho| >$ (para el cálculo del gradiente en la Ec. 3). Se ha verificado que la densidad de línea calculada con ASTRA coincide con el valor experimental para las distintas descargas.

3. ANÁLISIS INTERPRETATIVO

3.1. Energía del plasma y tiempos de confinamiento. Se calcula la energía térmica del plasma mediante la integral de volumen de los perfiles

CUADRO 1. Perfiles geométricos usados

Cantidad	Nombre ASTRA	Unidades	Descripción
V	`VOLUME`	m^3	Volumen del plasma
$V' = \frac{\partial V}{\partial \rho}$	`VR`	m^2	Volumen específico del plasma
S	`SLAT`	m^2	Área lateral de las superficies de flujo
$\iota = \iota/2\pi$	`MV`	-	Transformada rotacional
$V' \left\langle (\nabla\rho)^2 \right\rangle$	`G11`	m^2	G en la ec. 6

experimentales de temperatura iónica, densidad y temperatura electrónica, utilizando la siguiente relación

$$W_p = \frac{3}{2} \int n_e (T_e + T_i) dV \tag{7}$$

El tiempo de confinamiento de la energía τ_E se obtiene a partir de

$$\tau_E = \frac{W_p}{Q_e^T - \frac{dW_p}{dt}}, \tag{8}$$

donde dW_p/dt es el cambio temporal de la energía térmica del plasma, que en condiciones estacionarias es cero; y el tiempo de confinamiento global de la energía τ_G usado en la Ref. [5] es

$$\tau_G = \frac{W_p}{Q_{ECRH}}. \tag{9}$$

Como se deduce de la Ecs. 8 y 9, la diferencia entre τ_E y τ_G es que para el cálculo del segundo sólo se considera la potencia de calentamiento; o bien, que τ_E se refiere al confinamiento sólo en lo que a coeficientes de transporte respecta. Por este motivo $\tau_G < \tau_E$.

La Fig. 4 muestra τ_E y τ_G para un conjunto de descargas utilizadas en el barrido en densidad. Como puede verse, τ_G aumenta mas lentamente que τ_E y la variación es lineal para ambas magnitudes, lo cual viene a indicar que la potencia radiada está en relación de proporcionalidad con la densidad de línea. La diferencia entre las pendientes de ajuste se debe, claramente, a la influencia de la radiación y la mejora del transporte que da la densidad se compensa, en parte, por el aumento de radiación.

Los resultados de τ_G coinciden con los obtenidos en la Ref. [5] dentro de un 3 %. Puesto que se han usado idénticos valores de Q_{ECRH}, estas pequeñas diferencias se pueden atribuir a los distintos criterios de construcción de perfiles. En descargas del TJ-II calentadas por resonancia ciclotrónica electrónica y pared boronizada se muestra una dependencia del tiempo de confinamiento de la energía siguiendo la ley de potencia [5]

$$\tau_E \sim \overline{n}_e^{1,06} \iota^{0,35} P_{ECRH}^{-0,62}. \tag{10}$$

Los resultados correspondientes aquí muestran una dependencia aproximadamente lineal del tiempo de confinamiento con la densidad. En el caso de la transformada rotacional (datos no mostrados) se obtiene una dependencia

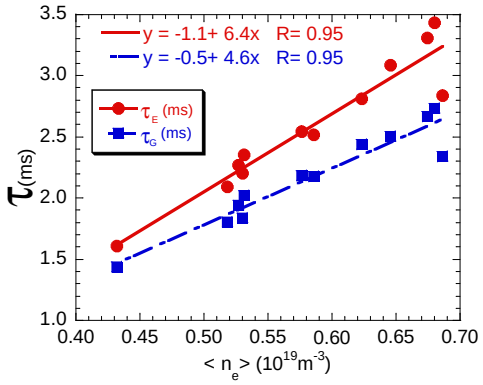

FIGURA 4. Tiempos de confinamiento τ_E y τ_G en función de la densidad de línea, con plasmas ECRH en el TJ-II.

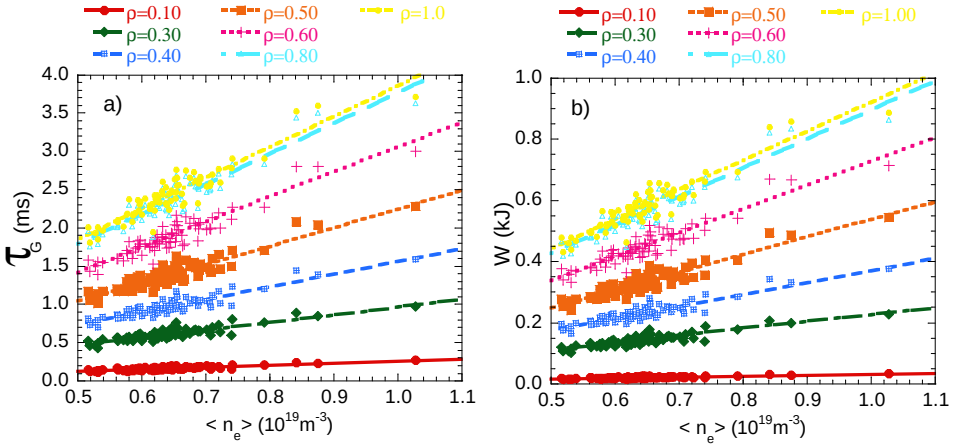

FIGURA 5. a) Tiempos de confinamiento de la energía en función de la densidad de línea, para diferentes valores de radio normalizado del plasma en el TJ-II. b) Energías del plasma en función de la densidad de línea, para diferentes valores de radio normalizado del plasma en el TJ-II.

próxima a la raíz cúbica de la transformada rotacional, lo que está también de acuerdo con el coeficiente de regresión dado para el TJ-II en la Ref. [5], $0,35 \pm 0,04$.

Se realizaron estimaciones locales de la energía del plasma y del tiempo de confinamiento de la energía para distintos valores de ρ como muestran las figuras 5a y 5b. Nótese que la Fig. 5a ($\rho = 0$) incluye los datos de la Fig. 4, si bien ésta corresponde únicamente a descargas para las que se dispone de Q_{rad}. Los datos mostrados en las Figs. 5 indican que los perfiles de la presión mantienen su forma durante el barrido en densidad. Concretamente, la dependencia $\tau_G(\bar{n}_e)$ es aproximadamente lineal en todos los radios mostrados y simplemente se observa un cambio en la pendiente $\tau_G(\rho, \bar{n}_e) = \alpha(\rho)\bar{n}_e$, esto es (Ec. 9):

$$\frac{W_p(\rho,\bar{n}_e)}{Q_{ECRH}(\rho)} = \alpha(\rho)\bar{n}_e \tag{11}$$

Además, en la Fig. 3 vemos que la contribución de Q_{ECRH} al valor de τ_G en el recorrido $0,2 \leq \rho \leq 1,0$ es aproximadamente constante, por lo que $\alpha(\rho) \sim W_p(\rho)$ como puede comprobarse. Recordando que la energía térmica del plasma contenida hasta cada radio viene dada por

$$W_p(\rho,\bar{n}_e) = \frac{3}{2}\int^{\rho} pV' d\rho$$

donde $p = n_e(T_e + T_i)$ es la presión total, resulta obvio que el perfil de la presión debe responder aproximadamente a una misma función de forma $\kappa(\rho)$ independientemente de la densidad de línea, función tal que

$$\int^{\rho} \kappa(\rho)V' d\rho = Q_{ECRH}\alpha(\rho).$$

En definitiva, esto es consecuencia de lo que podríamos llamar la forma típica de los perfiles ECRH del TJ-II. Más adelante veremos que T_e, salvo cerca del eje magnético, no cambia sustancialmente en el barrido en densidad, de manera que los ajustes recién mostrados son consecuencia del aumento homotético del perfil de la densidad con la densidad de línea. Un resultado semejante no parece adecuado para un barrido en configuración pues, como también veremos, los valores de la transformada rotacional sí parecen modificar la dependencia radial de los perfiles.

Hechas estas consideraciones generales, pasemos a analizar la difusión térmica en cada uno de los barridos propuestos.

3.2. Barrido en densidad. Para el barrido en densidad se analizaron 74 descargas con un valor de transformada rotacional en el borde $\iota_a = 1,65$ (correspondiente a la configuración 100_44_64 del diagrama de flexibilidad del TJ-II) y un volumen del plasma de 1,1 m^3. Se ha elegido esta configuración magnética porque, siendo la más común, abunda la información en la base de datos del TJ-II. Las densidades de línea utilizadas comprenden valores $0{,}52 \cdot 10^{19}$ m$^{-3} \leq \bar{n}_e < 0{,}9 \cdot 10^{19}$ m^{-3}. Los perfiles de densidad para este barrido son siempre huecos; y la zona de gradiente de la densidad se encuentra normalmente en $\rho \geq 0{,}6$.

3.2.1. Difusividad térmica electrónica. En general, las difusividades térmicas del TJ-II en la región $0,2 \leq \rho \leq 0,8$ de la configuración 100_44_64 tienen valores comprendidos en $1,4$ m^2/s $\leq \chi_e \leq 10,2$ m^2/s para densidades de línea $0{,}52 \leq \bar{n}_e < 0{,}9 \cdot 10^{19}$m^{-3}.

Para este estudio se consideró únicamente el intervalo $0,2 \leq \rho \leq 0,8$. Por un lado, se espera que en la proximidad del eje magnético ($\rho \leq 0{,}2$) se tengan fuertes pérdidas por la deposición de potencia ECRH (efecto *pump out* [19]) y en el borde ($\rho > 0,8$) dominen las pérdidas por rizado del campo magnético, lo que haría del transporte difusivo una mala descripción en ambas regiones. Además la densidad de neutros es grande, de tal forma que las pérdidas por recombinación juegan un papel importante. Por otro lado,

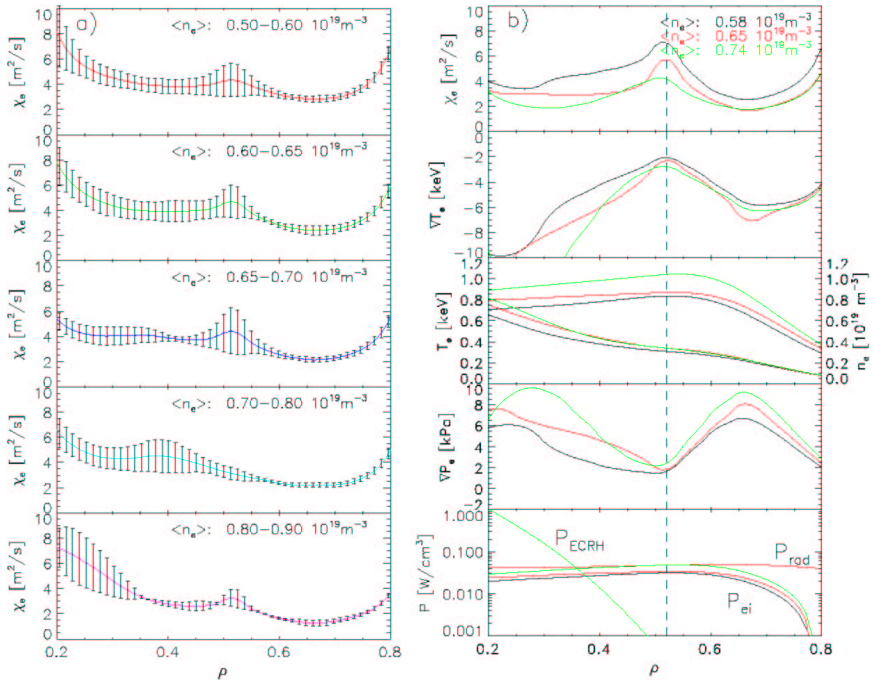

FIGURA 6. a) Comparación de los perfiles medios de difusividad térmica electrónica para diferentes recorridos de la densidad de línea, en plasmas ECRH del TJ-II. Las barras representan la desviación estadística. b) Comparación de los perfiles de: difusividad térmica electrónica, gradiente de la temperatura electrónica, temperatura electrónica, densidad electrónica, gradiente de la presión electrónica y densidades de potencia: P_{ECRH} depositada a los electrones por ECRH, P_{rad} pérdida por radiación total, P_{ie} pérdida por intercambio de calor entre iones y electrones; para las descargas 9693 ($\bar{n}_e = 0,58 \cdot 10^{19}\mathrm{m}^{-3}$), 10091 ($\bar{n}_e = 0,65 \cdot 10^{19}\mathrm{m}^{-3}$), y 10089 ($\bar{n}_e = 0,74 \cdot 10^{19}\mathrm{m}^{-3}$).

veremos que la variabilidad de los gradientes en estas regiones extremas confieren demasiado error al transporte interpretativo.

Los 74 perfiles de χ_e fueron agrupados en 8 intervalos de densidad calculándose los correspondientes valores medios de χ_e y la desviación estadística para cada valor en ρ. La Fig. 6a muestra el valor medio de χ_e y la correspondiente desviación estadística a lo largo de ρ para los diferentes intervalos de $\bar{n}_e$. Obsérvese una mayor dispersión de los datos para valores de $\rho \leq 0{,}5$, debido quizás al descentrado y a las estructuras que presentan los perfiles de T_e del TS. Sin embargo, como se observa en la Fig. 6a, χ_e en esta zona del plasma tiene valores aproximadamente constantes con $\bar{n}_e$. Para valores $0{,}55 \geq \rho \geq 0{,}8$ la Fig. 6a muestra una disminución de χ_e con el aumento de $\bar{n}_e$ y un mínimo cercano a $\rho = 0{,}65$, que corresponde lógicamente con el punto donde el gradiente de presión se hace máximo, ver Fig. 6b. Para valores cercanos a $\rho = 0{,}50$, χ_e presenta una mayor dispersión, además de

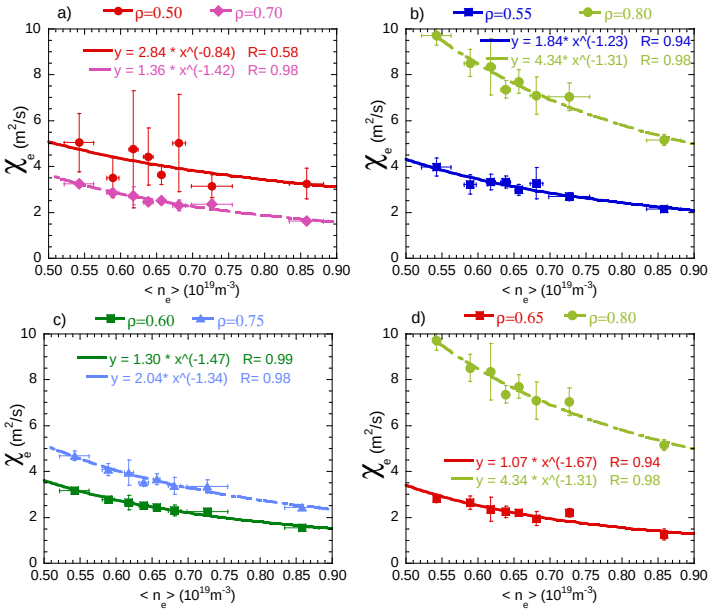

FIGURA 7. Difusividades térmicas electrónicas promedio en función de la densidad de línea para: a)$\rho = 0{,}50$ y $\rho = 0{,}70$, b) $\rho = 0{,}55$ y $\rho = 0{,}80$ c) $\rho = 0{,}60$ y $\rho = 0{,}75$ d) $\rho = 0{,}65$ y $\rho = 0{,}80$. Se muestra el ajuste de potencia de los datos. Las barras representan la desviación estadística.

una forma de cresta o pico que se asemeja y corresponde con la ubicación espacial de la cresta u hombro en los perfiles de n_e típica en los plasmas ECRH. Esta cresta disminuye con el aumento de $\bar{n}_e$. Se observa además una disminución de los gradientes de temperatura y presión en esta zona (Fig. 6b). Estas pequeñas variaciones cobran significado gracias al número de descargas analizadas. Para presentar una información sinóptica del efecto del barrido en densidad sobre χ_e, se ajustaron los datos de difusividad térmica media con $\bar{n}_e$ para varios valores de ρ (Figs. 7a, 7b, 7c y 7d). χ_e se ajusta a una función de potencia con $\bar{n}_e$ en el intervalo $0,55 \leq \rho \leq 0,80$, que se corresponde con la zona de mayor gradiente de densidad electrónica. El cuadro 2 muestra los coeficientes y sus errores respectivos para las distintas funciones de ajuste de los datos. Para valores $\rho \lesssim 0,5$ los errores de los parámetros de ajuste son grandes debido a la alta dispersión de χ_e en esa zona. En particular, cuando $\rho \leq 0,35$ lo más apropiado parece representar los datos mediante una constante cuyo error tiene dependencia radial. Así se ha hecho con todas las $\chi_e(\rho \leq 0,5)$.

La mayor dispersión encontrada en $\rho \approx 0,50$ no se debe a variaciones temporales en la propia descarga. Así se desprende de las estimaciones de la variación temporal del gradiente de temperatura electrónica y de χ_e para 64 descargas manteniendo el perfil de n_e constante, y utilizando la información del perfil de T_e del diagnostico del ECE. Como ejemplo, la figura 8 muestra la evolución temporal de $\nabla T_e/T_e$, T_e y χ_e en los canales ECE 2 ($\rho = -0{,}64$),

CUADRO 2. Errores estimados para los coeficientes de las distintas curvas de ajuste. $\chi_e = (a \pm \Delta a) n_e^{(s \pm \Delta s)}$

ρ	a	Δa	s	Δs	R
0,80	4,34	$\pm 0,24$	-1,31	$\pm 0,12$	0,98
0,75	2,04	$\pm 0,11$	-1,34	$\pm 0,12$	0,98
0,70	1,36	$\pm 0,08$	-1,42	$\pm 0,12$	0,98
0,65	1,07	$\pm 0,13$	-1,67	$\pm 0,24$	0,94
0,60	1,30	$\pm 0,06$	-1,47	$\pm 0,10$	0,99
0,55	1,84	$\pm 0,16$	-1,23	$\pm 0,19$	0,94
0,52	2,73	$\pm 0,62$	-0,87	$\pm 0,48$	0,60
0,50	2,84	$\pm 0,65$	-0,84	$\pm 0,49$	0,58
0,45	2,64	$\pm 0,40$	-0,76	$\pm 0,33$	0,70
0,40	2,96	$\pm 0,52$	-0,52	$\pm 0,39$	0,50
0,35	3,39	$\pm 0,49$	-0,32	$\pm 0,32$	0,39
0,30	4,03	$\pm 0,32$	-0,06	$\pm 0,18$	0,13
0,25	5,23	$\pm 0,86$	-0,24	$\pm 0,38$	0,24
0,20	6,00	$\pm 1,37$	-0,02	$\pm 0,52$	0,01

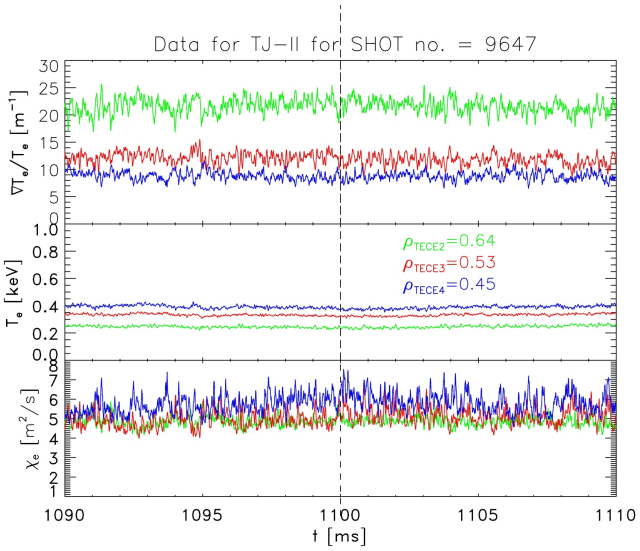

FIGURA 8. Evolución temporal del gradiente de la temperatura, de la temperatura electrónica ECE y de la difusividad térmica electrónica para los canales ECE 2, ECE 3 y ECE 4 en la descarga 9647 para ± 10 ms del tiempo (1100 ms) en el cual se da el disparo del diagnóstico TS.

ECE 3 ($\rho = -0{,}53$) y ECE 4 ($\rho = -0{,}45$) para una de las descargas analizadas. Nótese la poca variación de estos parámetros con el tiempo, sobre todo en la zona de interés $\rho = -0{,}53$ (ECE 3).

Los valores temporales de χ_e se estimaron según la Ec. 3 y se obtuvo la desviación estadística de χ_e y de ∇T para las 64 descargas, colectadas en un intervalo de ± 10 ms en torno al tiempo de disparo del diagnóstico TS para

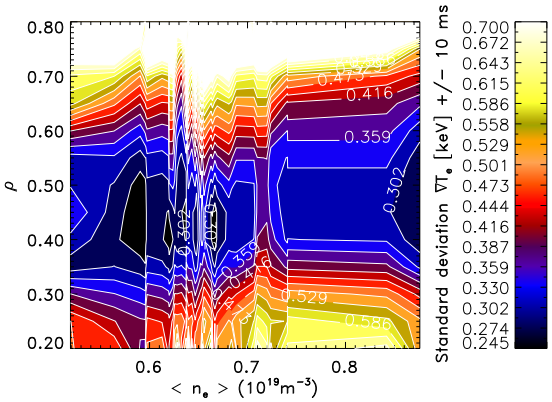

FIGURA 9. Mapa de contornos de la desviación estadística del gradiente de temperatura electronica (ECE) en función de la densidad de línea y el radio normalizado del plasma, para 64 descargas del barrido en densidad. La estadística se obtiene durante ±10 ms del instante en el cual se da el disparo del diagnóstico TS. El color negro corresponde al valor mínimo en la escala.

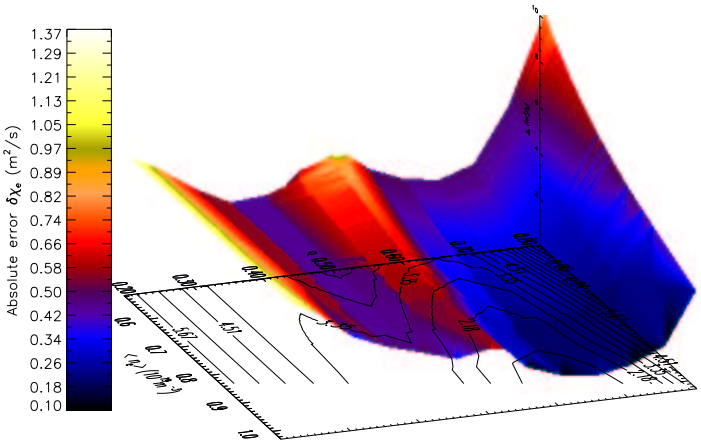

FIGURA 10. Perfiles de la difusividad térmica electrónica en función de la densidad de línea para descargas con condiciones estacionarias. Los colores indican los errores absolutos de las curvas de ajuste; el recorrido es de 0,1 m^2/s en negro a 1,37 m^2/s en blanco. El intervalo de las difusividades termicas electrónicas es de 1,4 m^2/s a 10,2 m^2/s para la configuración magnética típica del TJ-II.

estos canales del ECE. La variación temporal del gradiente de la temperatura electrónica ECE y de χ_e en la región $\rho \approx 0{,}50$ no es tan significativa que el instante en el cual se toma la información TS de T_e y n_e sea determinante de la alta dispersión de χ_e en esta zona del plasma. Nótese en la figura 9

que en la región $\rho \approx 0{,}50$ la variación de ∇T para un intervalo de tiempo ± 10 ms es pequeña, lo que implica un cambio muy pequeño en χ_e. De manera similar se estudiaron las estructuras que presentan los perfiles de T_e y n_e del diagnostico TS [20] en la zona $\rho = 0{,}50$, comparando perfiles para descargas con densidad de línea cercana. Como era de esperar se observó que las descargas con pico en χ_e cercano a ese valor de ρ presentan un mayor aplanamiento en el perfil de T_e en relación a las descargas con $\bar{n}_e$ similar que no lo presentan. Es posible que la mayor dispersión de χ_e en torno a $\rho = 0{,}50$ se deba a la variación de las estructuras del perfil de T_e dado por el diagnóstico TS. Una discusión sobre esto requeriría considerar detalles técnicos del diagnóstico que no proceden ahora.

Utilizando las curvas de ajuste dadas en el cuadro 2 se ha representado la variación de los perfiles de χ_e con $\bar{n}_e$. Mediante propagación de errores para las distintas curvas de ajuste se ha obtenido la Fig. 10, donde la escala de colores representa la desviación estadística, con valores entre $0,2$ m^2/s en negro a $1,4$ m^2/s en amarillo. χ_e tiene valores comprendidos entre $1,4$ m^2/s y $10,2$ m^2/s para la configuración 100_44_64 utilizada en este barrido. Nótese la disminución de la cresta de χ_e en $\rho \approx 0,50$ con el aumento de la densidad; además de la disminución progresiva de la difusividad térmica en la zona $0,6 \geq \rho \geq 0,8$, lo que hace que χ_e vaya asemejándose en forma al perfil de n_e conforme la densidad de línea aumenta. Los mayores errores, aparte de en $\rho \approx 0{,}50$, se tienen en las regiones extremas.

3.3. Barrido en transformada rotacional. Para el barrido en transformada rotacional se utilizaron 53 descargas, correspondientes a 15 configuraciones magnéticas, de las cuales 9 tienen volúmenes del plasma comprendidos entre $0,92$ m$^3 \leq V \leq 1,1$ m^3; y 6 tienen volúmenes $0{,}59$ m$^3 \leq V \leq 0,86$ m^3. La densidad de línea para estas descargas tiene valores de $0,6 \leq \bar{n}_e \leq 0,73 \cdot 10^{19}$m^{-3} y un recorrido en transformada rotacional total con valores de $1,43 \leq \iota_a \leq 2,23$.

3.3.1. Difusividades térmicas electrónicas. Inicialmente, para el estudio de la dependencia de χ_e con la transformada rotacional se utilizaron 9 configuraciones con volúmenes de plasma cercanos entre sí ($0,92$ m$^3 \leq V \leq 1,1$ m^3). Se agruparon descargas por configuración magnética y se tomó como referencia el valor de ι_a (ver cuadro 3). Además se obtuvieron los valores medios de χ_e y la desviación estadística para distintos valores de ρ. Las figuras 11a, 11b, 11c y 11d muestran los distintos perfiles medios de χ_e y sus respectivos valores de la desviación estadística para algunas de las configuraciones utilizadas en el estudio. Nótese una mayor variabilidad entre configuraciones en la zona $\rho \leq 0{,}50$, además de una disminución de χ_e para valores cercanos a $0{,}65 \leq \rho \leq 0{,}70$ similar a lo observado en el barrido en densidad para la configuración 100_44_64. Recordemos la cresta y la alta dispersión en $\rho \approx 0{,}50$ de aquella configuración. Ahora también observamos una zona de mayor dispersión pero variando levemente en ubicación espacial según la configuración, aproximadamente en valores entre $0{,}4 \leq \rho \leq 0{,}6$, como muestran las figuras 11a, 11b, 11c y 11d. Sin embargo, configuraciones como la 100_38_62 ($\iota_a = 1,59$), la 103_30_61 ($\iota_a = 1,49$), la 100_48_65 ($\iota_a = 1,68$) y la 72_70_62 ($\iota_a = 1,91$) presentan, a diferencia de las demás, un mayor

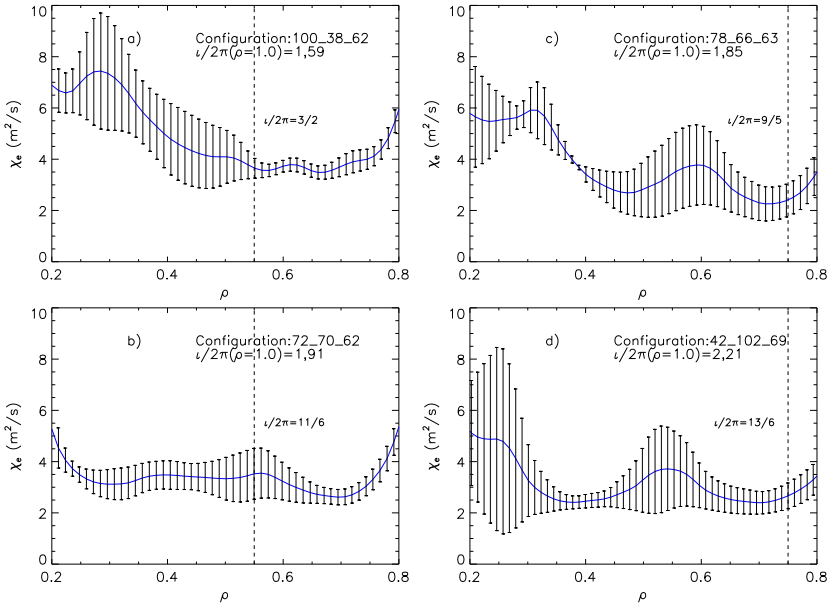

FIGURA 11. Perfiles de difusividad térmica electrónica promedio para algunas de las configuraciones magnéticas con volumen constante. Las barras representan la desviación estadistíca en la difusividad térmica electrónica. Se indica con una línea discontinua vertical la ubicación de superficies racionales en el vacío.

CUADRO 3. Configuraciones utilizadas en el barrido en transformada rotacional, ordenadas por su valor en $\rho = 1$.

ι_a	Configuración	nº de descargas	volumen (m^3)
$1,428$	101_26_45	2	$0,631$
$1,458$	100_28_59	2	$0,863$
$1,492$	103_30_61	3	$0,912$
$1,590$	100_38_62	6	$1,031$
$1,593$	069_41_51	2	$0,697$
$1,610$	100_40_63	5	$1,043$
$1,650$	100_44_64	7	$1,098$
$1,680$	100_48_65	3	$1,087$
$1,796$	055_55_50	3	$0,683$
$1,800$	082_60_62	2	$1,045$
$1,852$	078_66_63	3	$1,040$
$1,910$	072_70_62	5	$1,043$
$1,966$	062_80_62	2	$0,633$
$2,210$	42_102_69	6	$0,942$
$2,231$	031_92_53	2	$0,593$

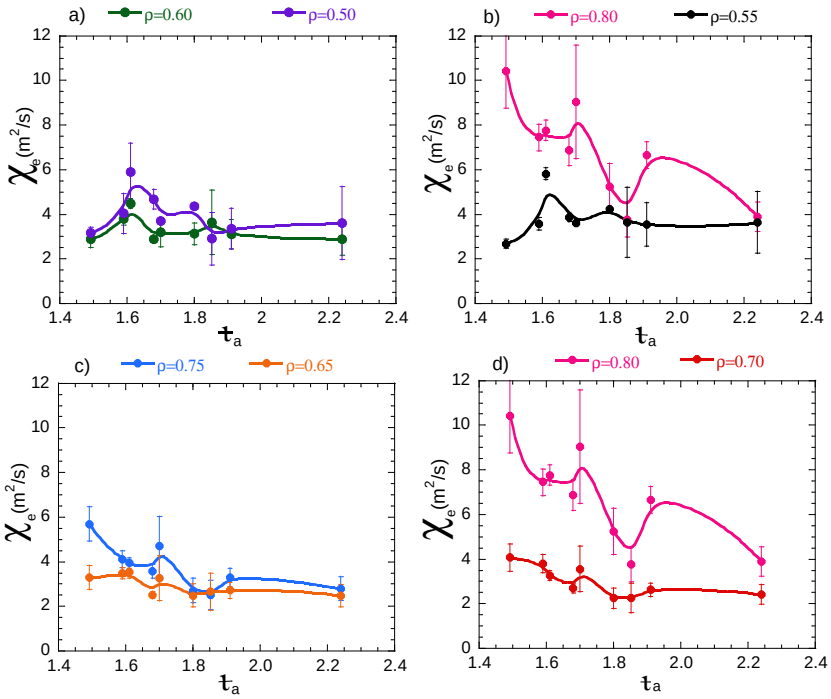

FIGURA 12. Difusividades térmicas electrónicas en función de la transformada rotacional en el borde para: a)$\rho = 0{,}60$ y $\rho = 0{,}50$, b) $\rho = 0{,}80$ y $\rho = 0{,}55$ c) $\rho = 0{,}75$ y $\rho = 0{,}65$ y d) $\rho = 0{,}80$ y $\rho = 0{,}70$. Se muestra el suavizado de los datos sólo para ilustrar las crestas y valles; las barras representan la desviación estadística en la difusividad térmica electrónica.

aplanamiento de χ_e cerca de $\rho = 0{,}50$. Todas estas configuraciones magnéticas tienen cercana a $\rho = 0{,}50$ una superficie racional[6], respectivamente 3/2, 7/5, 8/5 y finalmente la 11/6 para la configuración 72_70_62 ($\iota_a = 1,91$).

Las figuras 12a, 12b, 12c y 12d muestran la comparación de los valores medios de χ_e para las distintas configuraciones magnéticas con volumen constante, en distintos valores de ρ. El suavizado de los datos sugiere una dependencia importante de χ_e con la estructura magnética. Las configuraciones magnéticas 100_44_64 ($\iota_a = 1,65$), 82_60_62 ($\iota_a = 1,8$), 78_66_63 ($\iota_a = 1,852$) y 42_101_60 ($\iota_a = 2,21$), presentan una disminución de χ_e para valores $0{,}6 \leq \rho \leq 0{,}8$ en comparación con las otras configuraciones magnéticas utilizadas en el estudio. Nótese (Fig. 12b) el posterior incremento de χ_e para estas configuraciones magnéticas al entrar en valores de ρ cercanos a $0,55$, con la correspondiente disminución de la difusividad térmica para las configuraciones 103_30_61 ($\iota_a = 1,492$), 100_38_62 ($\iota_a = 1,59$), 100_48_65 ($\iota_a = 1,68$) y 72_70_62 ($\iota_a = 1,91$).

Para ayudar en la interpretación de las figuras 12, la Fig. 13c muestra los perfiles de ι en vacío y las superficies racionales que se encuentran en

[6]Por aligerar el lenguaje, nos referiremos con "superficie racional" a una superficie de flujo s_0 donde la transformada rotacional es un valor racional $\iota(s_0) = \frac{n}{m}$ $(m, n \in Z)$, de bajo orden $(m \leq 7)$

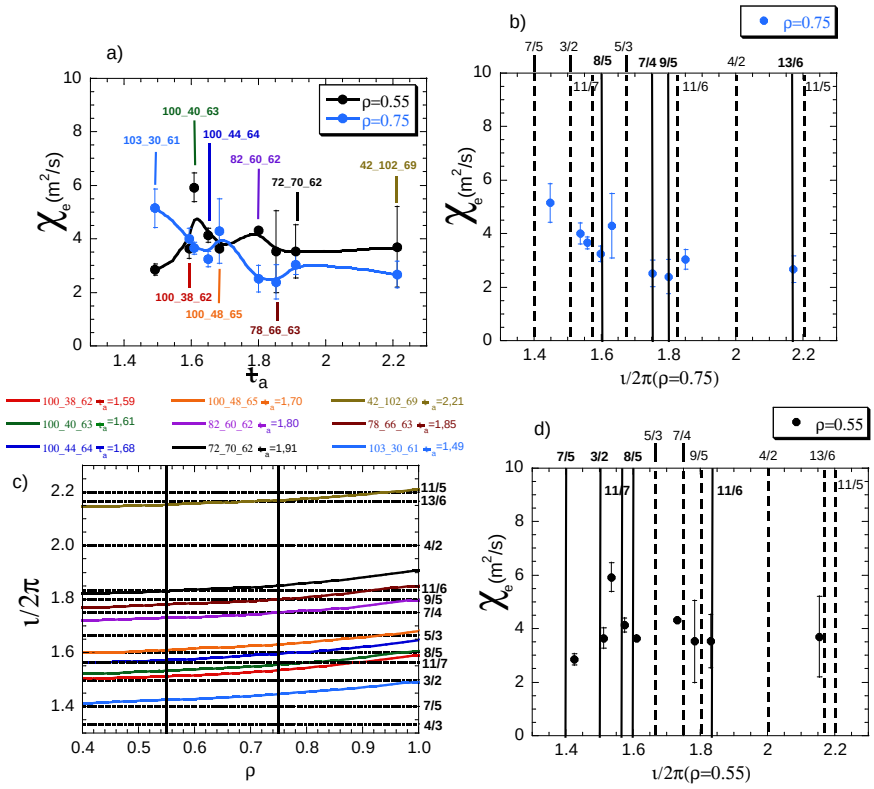

FIGURA 13. Configuraciones magnéticas con volumen constante y superficies racionales de bajo orden: a) Comparación de χ_e promedio en $\rho = 0{,}55$ y $\rho = 0{,}70$ en función de la transformada rotacional en el borde. b) χ_e promedio en función de la transformada rotacional en $\rho = 0{,}75$. c) Perfiles de iota en el vacío para las distintas configuraciones magnéticas. d) χ_e promedio en función de la transformada rotacional en $\rho = 0{,}55$.

el recorrido de ι estudiado (con $2 \leq m \leq 7$). En especial, nótese cómo las configuraciones 100_44_64 ($\iota_a = 1,65$), 100_40_63 ($\iota_a = 1,61$), 82_60_62 ($\iota_a = 1,8$), 78_66_63 ($\iota_a = 1,852$) y 42_101_60 ($\iota_a = 2,21$) tienen superficies racionales en $\rho \approx 0{,}75$, con ι en valores de 8/5, 11/7, 7/4, 9/5 y 13/6 respectivamente, correspondiéndose (figura 13b) con valores menores en χ_e en comparación con las configuraciones magnéticas 103_30_61 ($\iota_a = 1,492$), 100_38_62 ($\iota_a = 1,59$), 100_48_65 ($\iota_a = 1,68$) y 72_70_62 ($\iota_a = 1,91$) que no tienen una superficie racional en $\rho \approx 0{,}75$. De la figura 13a se observa que, en las configuraciones magnéticas que no tienen una superficie racional en $\rho \approx 0{,}55$, los valores de χ_e crecen en relación con sus valores en $\rho = 0{,}75$ (Fig. 13d). Todo lo contrario se da para las configuraciones magnéticas que sí presentan racional en $\rho = 0{,}55$; su valor de χ_e dismuye en relación al valor que tenian en $\rho = 0{,}75$ donde no presentaban racional.

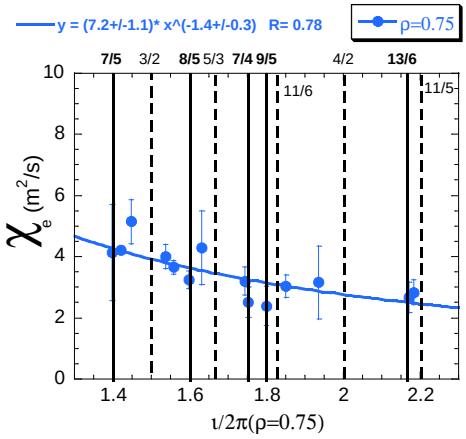

FIGURA 14. Difusividades térmicas electrónicas promedio en función de la transformada rotacional en $\rho = 0{,}75$ y las superficies racionales de bajo orden para 14 configuraciones magnéticas analizadas.

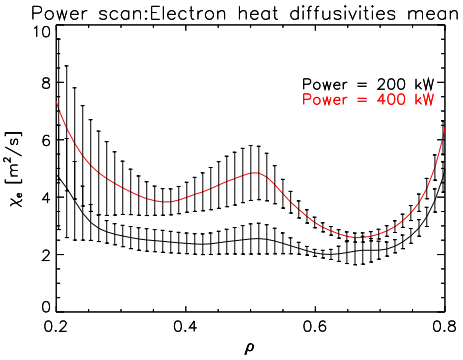

FIGURA 15. Perfiles de difusividad térmica electrónica promedios para valores de 200 kW y 400 kW de potencia depositada a los electrones, en plasmas ECRH en el TJ-II.

La Fig. 14 muestra los valores medios de χ_e en $\rho = 0{,}75$ para todas las configuraciones analizadas, de manera que se ha relajado la condición de volumen constante. Se observan valores menores para aquellas configuraciones que tienen cerca una superficie racional (indicadas mediante líneas verticales), además de una disminución general de χ_e con el aumento de ι. Todos estos resultados recuerdan el efecto beneficioso para el confinamiento encontrado por el grupo del W7-AS [21] cuando la configuración, de muy baja cizalla magnética, se situaba justo por debajo de una superficie racional. También podría decirse que dichas configuraciones buenas se encontraban justo al interior de una superficie racional de bajo orden. En nuestro caso parece observarse algo semejante, pero en toda la zona de confinamiento del plasma. Los resultados de este barrido deben ser confirmados mediante experimentos *ad hoc* en los que puede demostrarse la supuesta disminución de χ_e al interior de las superficies racionales. En todo caso, lo aquí mostrado

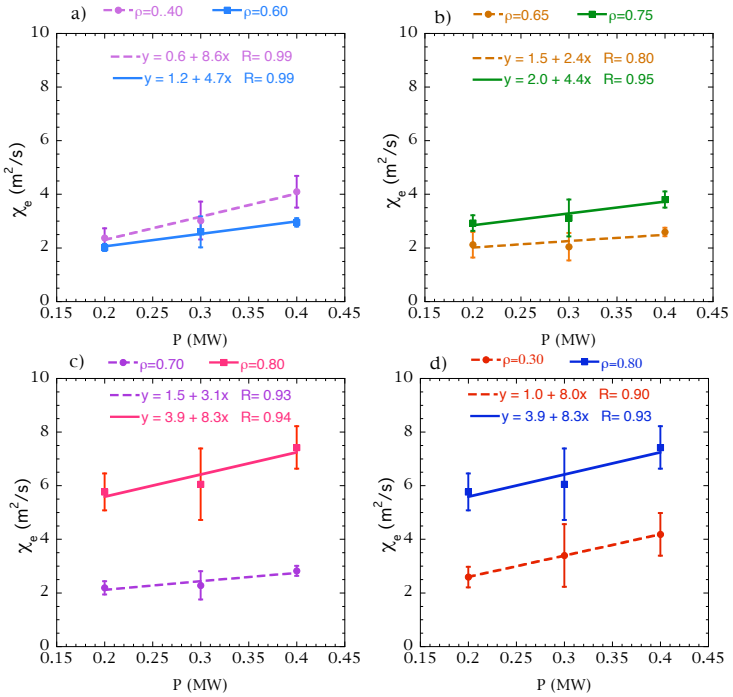

FIGURA 16. Difusividades térmicas electrónicas en función de la potencia depositada en los electrones para: a) $\rho = 0{,}40; \rho = 0{,}60$. b) $\rho = 0{,}65; \rho = 0{,}75$. c) $\rho = 0{,}70; \rho = 0{,}80$. d) $\rho = 0{,}30$; $\rho = 0{,}80$. Se muestra el ajuste de los datos; las barras representan la desviación estadística en la difusividad térmica.

apunta a que en los plasmas ECRH del TJ-II: (i) el error del coeficiente de variación con ι_a del escalado del tiempo de confinamiento puede ser consecuencia del obligado paso por distintas estructuras magnéticas impuesto por el barrido en configuración; (ii), la alta transformada rotacional de los plasmas del TJ-II no sólo es alcanzable, sino que parece beneficiosa en términos de transporte térmico; y (iii) la presencia de superficies racionales de bajo orden (comúnmente asociadas a la presencia de islas magnéticas) en el plasma no deteriora el confinamiento sino que lo mejora. En estudios previos se observó que la presencia de una racional en el centro del plasma del TJ-II ($\rho < 0,30$, zona excluida aquí) es suficiente para reducir a la mitad el valor de χ_e [22]. Como se ha comentado, estos apuntes requieren ser confirmados mediante barridos de diversas superficies racionales a través de la zona en la que se pueden hacer los análisis presentados, $0,5 \lesssim \rho \lesssim 0,8$.

3.4. Barrido en potencia. Para el barrido en potencia de calentamiento ECRH se utilizaron: 35 descargas con valores de $\bar{n}_e$ cercanas a $0,63{\cdot}10^{19}\mathrm{m}^{-3}$; 12 descargas con 200 kW de potencia ECRH; 4 con 300 kW y 18 descargas con 400 kW. Todas ellas corresponden a la configuración 100_44_64. Se obtuvieron los valores medios de χ_e y las correspondientes desviaciones estadísticas para los valores en ρ.

La figura 15 muestra los perfiles medios de χ_e y las correspondientes desviaciones estadísticas para las descargas con potencias ECRH de 200 kW y 400 kW. Se observa un aumento de la cresta en $\rho \approx 0,5$ con Q_{ECRH}, además de un mayor aplanamiento del perfil de χ_e a menor potencia.

Las figuras 16a, 16b, 16c y 16d muestran un aumento de χ_e con la potencia ECRH, lo que es congruente con el escalado global del TJ-II [5]. Aunque se hace necesario utilizar más valores de potencia para definir el mejor ajuste, nótese no obstante que para valores $0,60 \leq \rho \leq 0,75$ la dependencia de χ_e con Q_{ECRH} es menos fuerte que la de valores como $\rho = 0{,}30$ y $\rho = 0{,}80$, para los que la pendiente de la línea de ajuste se hace mayor.

4. Conclusiones

Los perfiles de densidad electrónica en los plasmas ECRH del TJ-II son huecos y la zona de gradiente de la densidad electrónica, o zona en la que cae la presión del plasma, se encuentra normalmente en $0,6 \leq \rho \leq 1,0$.

Los resultados de los diferentes barridos sugieren una descripción del transporte de calor electrónico vía comportamiento difusivo que puede ser significativa en la region $0,30 \leq \rho \leq 0,80$, descartando las regiones de alta dispersión estadística como el centro ($< 0{,}3$) y el borde ($> 0{,}8$), donde posiblemente los procesos no difusivos son dominantes.

Del estudio del barrido en densidad se infiere que: (i) la difusividad térmica electrónica disminuye con la densidad de línea para valores $0,45 \leq \rho \leq 0,80$; y (ii) que no hay una dependencia clara de χ_e con $\bar{n}_e$ para valores $\rho < 0{,}45$, lo que sugiere tomar valores constantes. Los perfiles de χ_e presentan una notable dispersión en torno a $\rho \approx 0{,}50$ para la configuración 100_44_64; esta dispersión disminuye con $\bar{n}_e$. A altas densidades se presenta un mayor valle o hendidura en el perfil de χ_e para valores comprendidos entre $0,60 \leq \rho \leq 0,80$ y cuyo mínimo, en $\rho \approx 0{,}65$, se corresponde con un aumento del gradiente de la presión. Por lo tanto, el escalado favorable de τ_e con $\bar{n}_e$ parece explicarse por los cambios de χ_e en la zona de gradiente de la densidad. Un resultado general es que en la región significativa el perfil de χ_e se parece al perfil de n_e. En particular, el barrido en densidad indica que χ_e tiene la forma de n_e a valores altos de la densidad de línea. El hombro encontrado en n_e es también mostrado por χ_e en la misma posición, además de que la desviación estadistica de χ_e es más grande allí. Este radio ($\approx 0{,}5$) está bastante lejos de la zona de deposición de calor, y coincide con un aplanamiento de los perfiles de temperatura electrónica, pero la variabilidad de χ_e no procede de la del gradiente térmico durante el estacionario de la descarga, al menos en la configuración de este barrido.

Para el barrido en transformada rotacional, se suelen presentar también pronunciamientos en la difusividad térmica cuya ubicación es semejante para descargas con igual configuración magnética (igual valor de transformada rotacional), pero siempre cerca de $\rho \approx 0{,}5$ en los casos estudiados. Sin embargo, se observan menores χ_e en las configuraciones que se acercan a superficies racionales en esa zona del plasma. Observando la relación entre la transformada rotacional y la difusividad térmica se observa que χ_e es menor en las regiones justo dentro de valores de racionales de bajo orden (número poloidal $2 < m \leq 7$). Este efecto es claro en las posiciones radiales de la región de

gradiente de la densidad, aproximadamente $0,60 \leq \rho \leq 0,80$, sugiriendo un efecto benefecioso del correspondiente cambio en la estructura magnética. Es necesario hacer un barrido suficientemente fino para observar, si existe, este efecto moviendo entre descargas la racional de bajo orden a través de la región de gradiente de la densidad. Finalmente, en el barrido en potencia, χ_e muestra un crecimiento potencial de la difusividad térmica electrónica con la potencia depositada en los electrones. Se propone realizar un barrido más amplio de valores de potencia ECRH para definir mejor el tipo de ajuste.

Apéndice A. Deducción de la Ec. 3

χ_e se obtiene a partir de la ecuación de transporte de la energía, dada por

$$\frac{3}{2}\frac{\partial}{\partial t}(n_e T_e) = \nabla \cdot \left(\chi_e n_e \nabla T_e + \frac{5}{2} T_e D_n \nabla n_e\right) - P_{ECH} + P_{ei} + P_{rad}, \tag{12}$$

Partiendo de la Ec. 12 y considerando que en este estudio no hay evolución de los perfiles de temperatura y densidad electrónica ($\frac{\partial n_e}{\partial t} = 0$, $\frac{\partial T_e}{\partial t} = 0$), tendremos de la Ec. 13

$$\nabla \cdot (\chi_e n_e \nabla T_e) = P_e^T, \tag{13}$$

donde $P_e^T = P_{ei} + P_{rad} - P_{ECH}$ y se ha considerado $\frac{5}{2} T_e D_n \nabla n_e \sim 0$, correspondiente al caso que nos interesa en el cual el transporte convectivo de calor es comparativamente pequeño. Integramos respecto al volumen en ambos lados de la ecuación 13

$$\int_V \nabla \cdot (\chi_e n_e \nabla T_e)\, dV = \int_V P_e^T dV, \tag{14}$$

Se sabe que para cualquier vector Γ [8], el promedio de la divergencia admite la expresión

$$\langle \nabla \cdot \Gamma \rangle = \frac{\partial}{\partial V} \langle \Gamma \cdot \nabla V \rangle = \frac{\partial \rho}{\partial V} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[\frac{\partial V}{\partial \rho} \langle \Gamma \cdot \nabla \rho \rangle \right] = \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[V' \langle \Gamma \cdot \nabla \rho \rangle \right] \tag{15}$$

de donde la Ec. 14 se convierte en

$$\chi_e n_e \nabla T_e \frac{\partial V}{\partial \rho} \left\langle (\nabla \rho)^2 \right\rangle = Q_e^T$$

donde $Q_e^T = \int P_e^T dV$. Finalmente tomando $G = \frac{\partial V}{\partial \rho} \left\langle (\nabla \rho)^2 \right\rangle$, tenemos

$$\chi_e = \frac{Q_e^T}{n_e \nabla T_e G} \tag{16}$$

Agradecimientos

La disponibilidad de algunos perfiles RF fue posible gracias a la ayuda de la Dra. Teresa Estrada. También queremos agradecer la colaboración de los Dres. M. Antonia Ochando por facilitar los perfiles de radiación total; Elena de la Luna por facilitar los programas para las llamadas a la base de datos del TJ-II de las señales correspondientes a los diagnósticos TS y ECE; Antonio Lopez Fraguas por facilitar información sobre los perfiles de transformada rotacional y finalmente a M. Isabel García Cortes.

Este trabajo ha sido financiado en parte por el Ministerio de Ciencia y Tecnología del gobierno de Costa Rica a través del fondo de incentivos en colaboración con el CIEMAT.

Referencias

[1] Alejaldre C. *et al.*, *Confinement studies in the TJ-II stellarator*, Plasma Phys. Control. Fusion **41**, B109 (1999).

[2] Sánchez, R.*et al.*,*Compressibility effects on ideal and resistive ballooning stability in the TJ-II Heliac Device*, Nucl. Fusion. **37**, 10 (1997).

[3] Alejaldre C. *et al.*, *Review of confinement and transport studies in the TJ-II flexible heliac*, Nucl. Fusion. **41**, 10 (2001).

[4] Fernández A. *et al.*, *Design of the upgraded TJ-II quasi-optical transmission line*, Int. J. of Infrared and Millimeter Waves. **22**, 649 (2001).

[5] Ascasíbar E. *et al.*, *Magnetic configuration and plasma parameter dependence of the energy confinement time in ECR heated plasmas from the TJ-II stellarator*, Nucl. Fusion. **45**, 276 (2005).

[6] Herranz J. *et al.*, *The spectrometer of the high-resolution multiposition Thomson scattering diagnostic for TJ-II*, Fusion Engineering and Design. **65**, 525 (2003).

[7] López-Bruna D. *et al.*, *Transporte con Astra en TJ-II*, Informes Técnicos Ciemat, Enero 1035 (2004).

[8] López-Bruna D. *et al.*, *Geometría del TJ-II en ASTRA 6.0*, Informes Técnicos Ciemat, *Por publicar*.

[9] G. V. Pereverzev *et al.*, *ASTRA: an Automatic System for Transport Analysis*, Max Plank Institut fur Plasmaphysik, Rep. IPP 5142, Garching (1991).

[10] Estrada T. *et al.*, *Density profile measurements by AM reflectometry in TJ-II*, Plasma Phys. Control. Fusion **43**, 1535 (2001).

[11] de la Luna E. *et al.*, *Multichannel electron cyclotron emission radiometry in TJ-II stellarator*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 379 (2001).

[12] van Milligen B. Ph. *et al.*, *Revision of TV Thomson scattering data analysis and detection of profile structure*, Rev. Sci. Instrum. **74**, 3998 (2001).

[13] Herranz J. *et al.*, *Influence of the stray light upon TJ-II Thomson scattering profiles measured in different magnetic configurations*, Proc. 32st EPS Conf. On Plasma Phys. Control. Fusion, Tarragona, Spain, June 2005 P2.088 (4 PP).

[14] Balbín R. *et al.*, *Ion confinement studies on the TJ-II stellarator*,14th Stellarator Workshop. Greifswald (Germany), September 2003.

[15] Fontdecaba J. M.*et al.*, *Charge Exchange Neutral Particle Analyser in TJ-II*, Informes Técnicos Ciemat, Feb 1014 (2003).

[16] Fontdecaba J. M. *et al.*, *Energy-resolved neutral particle fluxes in TJ-II ECRH plasmas*, Fusion Sci. Tech. **46**, 271 (2004).

[17] Eguilior S. *et al.*, *Heat wave experiments on TJ-II flexible heliac*, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, 105 (2003).

[18] Guasp J.M., Liniers M., *Búsqueda de efectos quai-isodinámicos en el TJ-II*, Informes Técnicos Ciemat, Dic 946 (2000).

[19] Murakami S. *et al.*, *5-D simulation study of suprathermal electron transport in non-axisymmetric plasmas*, Nucl. Fusion. **40**, 693 (2000).

[20] Herranz J. *et al.*, *Profile Structures of TJ-II Stellarator Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **85**, 4715 (2000).
[21] Brakel, R. and W7-AS Team, *Electron energy transport in the presence of rational surfaces in the Wendelstein 7-AS stellarator*, Nucl. Fusion. **42**, 903 (2002).
[22] Castejón F. *et al.*, *Influence of low-order rational magnetic surfaces on heat transport in TJ-II heliac ECRH plasmas*, Nucl. Fusion. **44**, 593 (2004).

Asociación EURATOM-CIEMAT para Fusión