

Transporte con Astra en TJ-II

D. López-Bruna
F. Castejón
J.M. Fontdecaba

Toda correspondencia en relación con este trabajo debe dirigirse al Servicio de Información y Documentación, Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas, Ciudad Universitaria, 28040-MADRID, ESPAÑA.

Las solicitudes de ejemplares deben dirigirse a este mismo Servicio.

Los descriptores se han seleccionado del Thesaurus del DOE para describir las materias que contiene este informe con vistas a su recuperación. La catalogación se ha hecho utilizando el documento DOE/TIC-4602 (Rev. 1) Descriptive Cataloguing On-Line, y la clasificación de acuerdo con el documento DOE/TIC.4584-R7 Subject Categories and Scope publicados por el Office of Scientific and Technical Information del Departamento de Energía de los Estados Unidos.

Se autoriza la reproducción de los resúmenes analíticos que aparecen en esta publicación.

Depósito Legal: M -14226-1995
ISSN: 1135 - 9420
NIPO: 402-04-005-0

CLASIFICACIÓN DOE Y DESCRIPTORES

S70

TOKAMAK DEVICES; PLASMA; COMPUTER CODES; COMPUTERIZED SIMULATION;
PLASMA INSTABILITY

Transporte con Astra en TJ-II

López-Bruna, D.; Castejón, F.; Fontdecaba, J.M.

33 pp. 15 figs.26 refs.

Resumen

El informe describe la adaptación del sistema numérico de transporte ASTRA al cálculo de plasmas del dispositivo TJ-II. En primer lugar se aproxima la geometría y se comparte un modelo sencillo de transporte con otros dos códigos de cálculo (PROCTR, PRETOR-Stellarator) para compararlos con ASTRA. A continuación se ejemplifican dos de las facetas de ASTRA motivo de su inclusión como herramienta de cálculo para los plasmas del TJ-II: el transporte interpretativo y el predictivo. El primero consiste en la estimación de los coeficientes de transporte a partir de datos experimentales, siendo tres descargas del TJ-II las usadas con este propósito. La faceta predictiva se ilustra mediante un modelo capaz de incluir consistentemente la dinámica de barreras de transporte. El informe incluye este modelo en el lenguaje propio de ASTRA para ilustrar su uso.

Transport with Astra in TJ-II

López-Bruna, D.; Castejón, F.; Fontdecaba, J.M.

33 pp. 15 figs.26 refs.

Abstract

This report describes the adaptation of the numerical transport shell ASTRA for performing plasma calculations in the TJ-II stellarator device. Firstly, an approximation to the TJ-II geometry is made and a simple transport model is shared with two other codes in order to compare these codes (PROCTR, PRETOR-Stellarator) with ASTRA as a calculation tool for TJ-II plasmas are provided: interpretative and predictive transport. The first consists in estimating the transport coefficients from real experimental data, these being taken from three TJ-II discharges. The predictive facet is illustrated using a model that is able to include self-consistently the dynamics of transport barriers. The report includes this model, written in the ASTRA programming language, to illustrate the use of ASTRA.

TRANSPORTE CON ASTRA EN TJ-II

D. LÓPEZ-BRUNA, F. CASTEJÓN Y J. M. FONTDECABA

ÍNDICE

1. Introducción	1
2. Comparación entre códigos	3
2.1. Aproximación de la geometría del TJ-II	3
2.2. Modelo patrón PROCTR-ASTRA-PRETOR	4
2.3. Especificaciones en PROCTR	6
2.4. Especificaciones en PRETOR	7
2.5. Resultados numéricos	7
3. Análisis interpretativo con ASTRA	8
3.1. Modelo	8
3.2. Ejemplos de análisis	8
4. Análisis predictivo con ASTRA	12
4.1. Fuente de partículas	12
4.2. Fuga directa electrónica	14
5. Modelo comentado	16
5.1. Ecuaciones de evolución	16
5.2. Transporte	17
5.3. Modelo en ASTRA	18
5.4. Resultados	24
6. Conclusiones	25
Agradecimientos	26
Referencias	26

1. INTRODUCCIÓN

En este documento se describe la primera etapa en la adaptación del código ASTRA [1] al cálculo del transporte en el dispositivo TJ-II [2]. Hasta la fecha, los códigos usados con este propósito han sido PROCTR [3] y PRETOR [4]; pero su comparación sólo está someramente documentada [5]. Estas comparaciones son deseables por cuanto redundan en la fiabilidad de los cálculos efectuados con cada código por separado. A este respecto hay que considerar que no existe, al menos en principio, una elección óptima y a la vez general de código de transporte para referir los cálculos a una máquina como el TJ-II: distintas aplicaciones (análisis interpretativo o predictivo, diseño de modelos, etc.) pueden ser más fácilmente realizables mediante uno u otro código. La inclusión de ASTRA en las capacidades de cálculo del Laboratorio Nacional de Fusión (CIEMAT) responde principalmente a dos necesidades: (i) disponer de dos códigos de transporte, PROCTR y ASTRA, para el apoyo mutuo¹; y (ii) poder trabajar eficientemente en aspectos teóricos que, en el caso de PROCTR y PRETOR, requieren una costosa intervención en el código fuente. Una virtud de

¹El código PRETOR no se utiliza actualmente en el Laboratorio Nacional de Fusión.

ASTRA es precisamente su flexibilidad para elegir y diseñar modelos. La desventaja con respecto a los otros códigos es que la descripción de la geometría es más pobre porque ASTRA está diseñado para calcular en configuraciones del tipo tokamak. En el caso de PRETOR fue necesaria también una adaptación para poderlo usar en geometrías de estelarátor. En este trabajo nos referiremos siempre a la versión modificada PRETOR-STELLARATOR [6]. Un primer objetivo, por tanto, es buscar la mejor aproximación a la geometría del TJ-II dentro de esta limitación en ASTRA. A continuación se puede plantear la comparación de resultados con los otros códigos de transporte, lo que se hará en este informe preparando un modelo físico común. Puesto que los códigos de transporte objeto de este trabajo han sido probados habitualmente en muchos laboratorios, se sobreentiende que la evaluación de derivadas espaciales (gradientes, laplacianas, ...) y temporales (evolución) es correcta en tanto la descripción de la geometría lo sea. Corresponde a los usuarios asegurar una adaptación adecuada de los códigos a las peculiaridades de cada máquina y caso de estudio. En el caso del TJ-II la dificultad esencial es precisamente su geometría, pero la reducción del cálculo del transporte a una dimensión tiene al menos la ventaja de paliar considerablemente el problema. Las aproximaciones del cálculo serán aceptables si los tiempos de confinamiento y la distribución radial de los gradientes se encuentran compatibles con la precisión experimental.

Una vez realizado el cotejo entre códigos, se utiliza ASTRA para probar algunas de las posibilidades que se esperan de él: la interpretativa, o sea, la de obtener coeficientes de transporte a partir de los perfiles experimentales; y la flexibilidad para la elaboración de modelos. En ambos casos se trata de afianzar la herramienta de cálculo. Este trabajo se plantea, pues, más con propósitos documentales que científicos, si bien los resultados encierran en sí un valor que va más allá de lo documental. Por ejemplo, la interpretación del transporte permite estimar en qué zonas del plasma es razonable describirlo mediante coeficientes de difusión. En definitiva, la adaptación de una herramienta para el cálculo del transporte conlleva ciertas nociones sobre los modelos que se prevé usar.

El trabajo se organiza en adelante de la siguiente manera. En la sección 2 se describe primero la aproximación hecha para simular la geometría del TJ-II en ASTRA y, a continuación, el modelo de transporte objeto de la comparación entre códigos. La sección acaba con el análisis comparativo de una descarga del TJ-II mediante PROCTR, PRETOR y ASTRA en base a dicho modelo. En la Sec. 3 se introduce otro modelo basado en la difusividad térmica experimental con el que se ilustra la flexibilidad de ASTRA para el análisis interpretativo. Se presentan resultados con ambos modelos para las descargas números 2155, 1787 y 3088. Los resultados obtenidos sugieren aproximaciones para describir el transporte del TJ-II. En la Sec. 4 se adapta el subprograma de cálculo de la distribución radial de la fuente de partículas de ASTRA conforme a las observaciones experimentales (Sec. 4.1) y se incluyen velocidades radiales explícitas al flujo de partículas (Sec. 4.2). Éstas son teóricamente importantes en las configuraciones típicas en que se opera el TJ-II (como la 100.44.64) y probablemente deban ser consideradas ordinariamente en los análisis [9]. Para ilustrar la faceta predictiva de ASTRA se escribe un nuevo modelo hipotetizando que el transporte difusivo no colisional depende de la población de partículas atrapadas (Sec. 5). Esta sección se aprovecha para comentar las correspondientes líneas de código en el lenguaje propio de ASTRA y documentar así su uso. Las conclusiones del trabajo se resumen en la Sec. 6

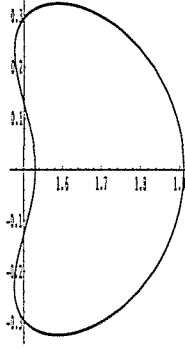


FIGURA 1. Configuración 100.40.63 del TJ-II. Aproximación de la sección transversal del plasma en el origen de ángulos usando los parámetros $a_1 = 0,19$ m, $a_2 = 0,10$, $b_1 = 0,31$ y $b_2 = 0,05$ en las Ecs. 1. Las coordenadas se expresan en metros.

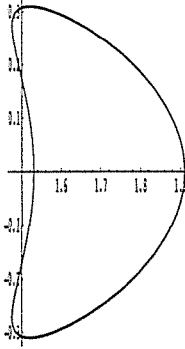


FIGURA 2. Aproximación a la geometría de TJ-II usando los mismos parámetros que en la Fig. 1 salvo $b_2 = 0$.

2. COMPARACIÓN ENTRE CÓDIGOS

2.1. Aproximación de la geometría del TJ-II. La versión actual de ASTRA no permite precisar la geometría de un estelarátor. Para usar ASTRA como sistema de cálculo del transporte en el TJ-II se deben usar los dos únicos parámetros disponibles para definir la sección poloidal del plasma: la elongación, λ , y la triangularidad, δ . Esta descripción no tiene por qué ser mala dentro de la aproximación ya hecha de usar un código esencialmente unidimensional. Puesto que algunos de los cálculos con interpretación física directa que más frecuentemente se esperan de un análisis de transporte son los tiempos de confinamiento, las integrales de volumen deben dar valores coincidentes con los obtenidos mediante códigos de equilibrio. La distribución radial de diversas variables termodinámicas está mucho más sujeta a los detalles de la geometría. Por consiguiente, basta de momento con lograr:

- una geometría que sitúe correctamente los perfiles de los gradientes en radio efectivo;
- y dé valores razonables del volumen del plasma para valores promedio de los radios mayor y menor de la máquina.

La aproximación de estelarátor permite que, relativa a un sistema de coordenadas cilíndrico, la coordenada radial, r , pueda expresarse en función de una serie de cosenos y la coordenada cilíndrica z en función de una serie de senos del ángulo acimutal. Truncando estas series se tiene:

$$(1) \quad \begin{aligned} r &= R_C + a_1 \cos \theta + a_2 \cos 2\theta \\ z &= b_1 \sin \theta + b_2 \sin 2\theta, \end{aligned}$$

donde R_C es el radio mayor (promedio) del toroide. La descripción de estas coordenadas en ASTRA responde a las fórmulas propias de la geometría del tokamak,

$$(2) \quad \begin{aligned} r &= R_0 + \Delta(a) + a[\cos \theta - \delta(a) \sin^2 \theta] \\ z &= a\lambda(a) \sin \theta, \end{aligned}$$

siendo a el radio menor promedio del plasma. Para relacionarlo con las Ecs. 1 se puede usar la identidad $\sin^2 \theta = (1/2)(1 - \cos 2\theta)$, con la que se obtienen las relaciones

$$(3) \quad \begin{aligned} R_0 &= R_C + \frac{a\delta}{2} + \Delta \\ a &= a_1 \\ \delta &= \frac{2a_2}{a} \\ \lambda &= \frac{b_1}{a}. \end{aligned}$$

La configuración 100.40.63 del TJ-II, a la que corresponde la descarga n° 2155, se describe bien usando $R_C = 1,5$ m, $a_1 = 0,19$ m, $a_2 = 0,10$ m, $b_1 = 0,31$ y $b_2 = 0,05$ m. La Fig. 1 muestra el contorno del plasma para estos valores. De aquí se obtienen $\delta = 1,05$ y $\lambda = 1,63$. En la Fig. 2 se muestra el efecto de eliminar b_2 al pasar de la descripción Ecs. 1 a las Ecs. 2. Puesto que no puede hacerse uso de b_2 en ASTRA, los valores hallados para la elongación y la triangularidad son orientativos y pueden ser modificados ligeramente para ajustar el volumen del plasma. A este respecto, es más decisivo el valor del radio menor promedio porque (i) el volumen del plasma es proporcional a a^2 ; y (ii) en ASTRA el eje magnético está siempre situado en la posición de radio mayor R_C , mientras que en el TJ-II toda la sección transversal rota en torno al conductor central -que es el que ocupa la posición radial R_C . Por lo tanto, la disposición de las superficies de flujo en ASTRA vendrá dada por λ y δ mientras que a se ajustará para que el volumen del plasma coincida con el dado por la configuración de vacío.

2.2. Modelo patrón PROCTR-ASTRA-PRETOR. El primer modelo en ASTRA, denominado `tj2d1`, se ha preparado para comparar con los resultados de la elección IXE=8 para la conductividad electrónica en PROCTR [7] según su adaptación al TJ-II. Este mismo modelo se adaptó en la versión PRETOR-STELLARATOR [6] que usaremos para comparar entre los tres códigos. En `tj2d1` se fijan n_e y T_e . La temperatura electrónica, único campo con evolución temporal, responde a la ecuación

$$(4) \quad n_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla \left(\frac{3}{2} \chi_e n_e \nabla T_e + \frac{5}{2} T_e D_n \nabla n_e \right) + P_{rad} + P_{ECH} - P_{ei},$$

donde, al igual que n_e y el perfil inicial de T_e , los perfiles de pérdidas por radiación, P_{rad} , y calentamiento por ECH, P_{ECH} , se han tomado de los datos experimentales. El término de intercambio de calor entre los fluidos electrónico e iónico, P_{ei} , es

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

donde el tiempo característico de intercambio de momento entre electrones e iones viene dado por $\tau_{ei} = 7,3 \cdot 10^{-8} T_e^{3/2} n_i^{-1} Z^{-2}$ s, con T_e expresada en keV y n_i en unidades de 10^{19} m^{-3} . El perfil de T_i se obtiene de la densidad ajustando el valor central experimental, $T_i(r) = T_i(0) n_e(r)/n_e(0)$ porque actualmente no se dispone de medidas precisas de los perfiles de T_i [8].

El transporte de partículas se ha tenido en cuenta para incluir las pérdidas convectivas en la Ec. 4, pero se ha tomado como constante de ajuste, $D_e = 0,1 \text{ m}^2/\text{s}$. En cuanto a la difusividad térmica, χ_e , la opción IXE=8 de PROCTR impone

$$(5) \quad \chi_e = C_1 \chi_{2/3} \frac{1 + f_{esc}(\rho)}{1 + f_{esc}(2/3)}.$$

Aquí, $\chi_{2/3}$ es una difusividad térmica correspondiente a la posición radial normalizada $\rho = r/a = 2/3$ tomada para corresponder al escalado del tiempo de confinamiento de la energía en LHD [10],

$$\tau^{LHD} = 0,17 \bar{n}_e^{0,69} B_T^{0,84} a^2 R_T^{0,75} P_{ECH}^{-0,58},$$

donde las unidades involucradas son $[\bar{n}_e] = 10^{20} \text{ m}^{-3}$; $[B_T] = \text{T}$; $[R_T, a] = \text{m}$; $[P_{ECH}] = \text{MW}$. Aceptando este tiempo como representativo de la difusión térmica en el TJ-II, se puede expresar dimensionalmente la evolución de la densidad de energía como

$$\frac{3}{2} \frac{\partial n_e T_e}{\partial t} \sim \frac{3 n_e T_e}{2 \tau^{LHD}} \sim \nabla (\chi_e n_e \nabla T_e).$$

Toda la energía que atravesara durante un tiempo de confinamiento la superficie de flujo etiquetada por $\rho = 2/3$ o, equivalentemente, que saliera del volumen encerrado $\mathcal{V}(2/3)$, sería del orden de

$$\begin{aligned} W_e(2/3) &= \int_0^{\mathcal{V}(2/3)} \frac{3}{2} n_e T_e d\mathcal{V} \approx \tau^{LHD} \int_0^{\mathcal{V}(2/3)} \nabla \cdot (-\chi_e n_e \nabla T_e) d\mathcal{V} \\ &= \tau^{LHD} \int_{\mathcal{S}(2/3)} \chi_e n_e |\nabla T_e| dS. \end{aligned}$$

Calcularemos la cantidad $W_e(2/3)$ como

$$W_e(2/3) = \frac{3}{2} \int_0^{\rho=2/3} n_e T_e \mathcal{V}' d\rho$$

y expresaremos, por fin, el factor de escala de la difusividad térmica en la forma

$$\chi_{2/3} = \frac{W_e(2/3)}{\tau^{LHD} n(2/3) \nabla T_e(2/3) \mathcal{S}(2/3)}.$$

En las fórmulas anteriores el elemento de volumen se obtiene a través del factor geométrico

$$\mathcal{V}' = \frac{\partial \mathcal{V}}{\partial \rho} = \frac{\partial}{\partial \rho} \int_{\mathcal{V}} \sqrt{g} dr d\theta d\phi = 2\pi \int_0^{2\pi} \sqrt{g} d\theta$$

de acuerdo con el valor del jacobiano de la transformación, $\sqrt{g}$. Obsérvese que esta expresión presupone simetría toroidal, suposición típica para la geometría de un

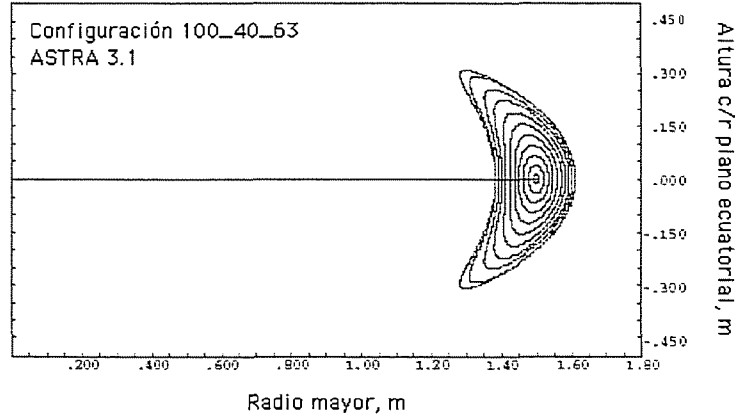


FIGURA 3. Superficies de flujo magnético constante calculadas por ASTRA para la configuración 100_40_63 según los parámetros de las Ecs. 2 para este caso.

tokamak. La variable radial r es una coordenada cilíndrica mientras que ϱ es la coordenada radial relacionada con el flujo magnético toroidal, $\Phi = \pi \varrho^2 B_0$. Para más detalles, véase la Ref. [1]. En la Fig. 3 se representa una sección toroidal (correspondería a ángulo toroidal cero) de las superficies ϱ constante para los cálculos de la descarga #2155.

En definitiva, se está utilizando un modelo en el que el transporte de calor electrónico es constante salvo por la función escalón que se describirá a continuación, pero que reproduce aproximadamente el escalado de LHD. Las discrepancias con τ^{LHD} se salvan mediante la constante C_1 en la Ec. 5.

Las descargas del TJ-II analizadas con este modelo presentan un plasma reducido mayormente a una región cuyo radio menor promedio no alcanza el último tubo de flujo magnético. Para eliminar las partículas de la parte más exterior del plasma se ha utilizado una función escalón f_{esc} , de manera que el flujo de calor a través de la parte externa del plasma se mantiene incluso con gradientes muy pequeños de la presión:

$$(6) \quad f_{esc} = \begin{cases} C_2 e^{-\frac{1-\varrho}{\Delta \varrho}} \\ C_2 \left[1 - \frac{1}{1 + e^{\varrho / C_3 - 1 / \Delta \varrho}} \right] \end{cases}$$

Los valores C_1 , C_2 , C_3 y $\Delta \varrho$ son constantes de ajuste.

Este modelo sencillo para la difusividad térmica será compartido por los tres códigos para efectuar la comparación. Algunos otros aspectos del transporte, sin embargo, no se han igualado porque el propósito es verificar que los resultados de los distintos códigos son compatibles dado un conjunto de especificaciones de orden cero. Las especificaciones concretas se detallan a continuación (véase el cuadro 1).

2.3. Especificaciones en PROCTR. El modelo usado con PROCTR para analizar la descarga n° 2155, como el usado con ASTRA, mantiene constante la densidad electrónica obtenida del equilibrio experimental, n_e . No se ha tenido en cuenta el transporte convectivo en la Ec. 4. Hay evolución de dos impurezas (C y O) pero no

CUADRO 1. Campo magnético en el eje, potencia de calentamiento inyectada al plasma, condiciones de contorno para los perfiles de temperatura y difusividad electrónica usadas en los cálculos con cada código de la comparación.

	B (T)	P_{ECRH} (MW)	$T_i(0)$ (keV)	$T_i(a)$ (keV)	$T_e(a)$ (keV)	D_e (m ² /s)
ASTRA	0,95	0,379	0,122	0,010	0,01	0,1
PROCTR	0,95	0,379	0,090	0,015	0,05	—
PRETOR	1,00	0,373	—	0,010	0,01	0,5

afectan a los cálculos porque la radiación se ha tomado como un 20 % de la potencia absorbida por el plasma, $P_{rad} = 75,8$ kW.

2.4. Especificaciones en PRETOR. En los cálculos con PRETOR se ha dejado evolución para las densidades iónica, n_i , y de la impureza principal n_C , que se supone debida al carbono soltado por las protecciones de la cámara de vacío. Los valores iniciales son: $n_i = 1,3 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ y $n_C = 0,5 \cdot 10^{18} \text{m}^{-3}$, de manera que el perfil de radiación depende de la carga efectiva del plasma y de los perfiles de impurezas. Hay una segunda impureza de oxígeno, $n_O = 0,01n_i$. El perfil de deposición de potencia de calentamiento no se ha tomado de las estimaciones experimentales sino que se ha simulado mediante una gaussiana centrada en $r/a = 0,12$ con anchura $0,18a$. La potencia integrada es el valor nominal $P_{ECH} = 0,4$ MW pero la deposición en el plasma es menor al considerar pérdidas de absorción. Este valor, las condiciones de contorno y la constante usada para D_e se agrupan en el cuadro 1. La temperatura iónica evoluciona y por eso no se prescribe un valor de $T_i(0)$; la conductividad térmica de los iones responde al modelo de Chang y Hinton [11].

2.5. Resultados numéricos. El cuadro 2 resume los resultados del análisis comparativo entre los tres códigos. Recuérdese que, pese a usar el mismo modelo para la conductividad térmica, los códigos se han usado en modos ligeramente diferentes tal como se ha detallado arriba. Las mayores discrepancias se encuentran en las magnitudes integrales tales como el tiempo de confinamiento de la energía, τ_E , y la energía térmica, $\mathcal{E}$. El volumen de la configuración de vacío según los datos del equilibrio de VMEC es $\mathcal{V}_{\text{plasma}} = 1,06 \text{m}^3$, coincidente con los cálculos de PROCTR pero algo subestimado por PRETOR; en el caso de ASTRA el volumen se impone variando el radio menor del plasma en el plano ecuatorial. Se ha considerado que un acuerdo dentro del 3 % es razonable porque los distintos cálculos del volumen de la configuración de vacío muestran discrepancias de ese orden.

CUADRO 2. Estimaciones de la densidad electrónica promediada al volumen del plasma, la temperatura electrónica central, la potencia radiada, el tiempo de confinamiento de la energía y el correspondiente al escalado de LHD, la energía térmica del plasma y el volumen del plasma para el equilibrio obtenido con los tres códigos.

	$\langle n_e \rangle_{vol}$ (10^{19}m^{-3})	$T_e(0)$ (keV)	P_{rad} (kW)	τ_E (ms)	τ_{LHD} (ms)	$\mathcal{E}_{\text{plasma}}$ (J)	$\mathcal{V}_{\text{plasma}}$ (m ³)
ASTRA	0,70	1,01	72	2,7	2,8	857	1,087
PROCTR	0,68	1,07	76	1,8	2,5	697	1,065
PRETOR	0,54	1,11	—	1,8	2,7	604	1,028

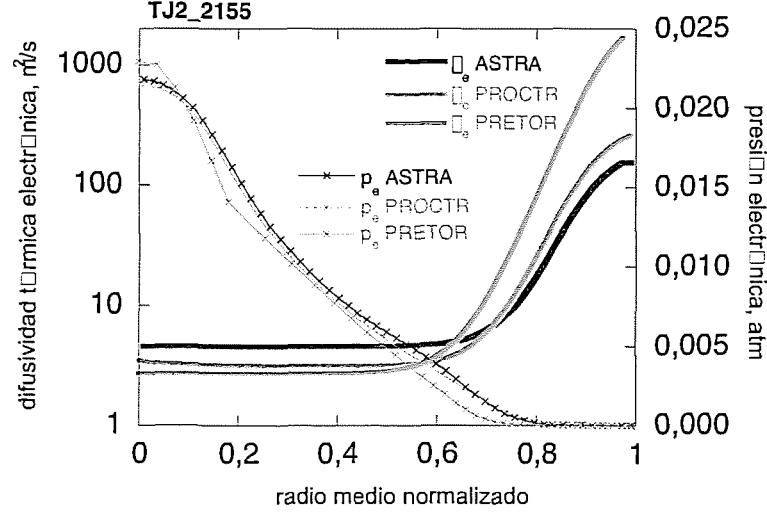


FIGURA 4. Comparación de los perfiles en equilibrio de presión electrónica y difusividad térmica electrónica.

La Fig. 4 muestra los perfiles de $n_e T_e$ de equilibrio y los de la difusividad térmica electrónica obtenidos con los tres códigos. El acuerdo entre ellos es aceptable dentro de la indeterminación de los datos experimentales. En los tres casos se encuentra una zona de confinamiento de calor electrónico hasta $\rho \approx 0,6$ en la que la difusividad térmica se encuentra en torno a $5 \text{ m}^2/\text{s}$ y una zona, para $\rho \gtrsim 0,6$, en la que el transporte difusivo es, probablemente, una mala descripción.

3. ANÁLISIS INTERPRETATIVO CON ASTRA

3.1. Modelo. El propósito de este modelo (tj2d3) es servir como herramienta descriptiva del transporte experimental. La única diferencia con el modelo anterior (tj2d1) es que χ_e se obtiene directamente a partir de la potencia total depositada en el fluido electrónico del plasma, $Q_e^T = \int P_e^T \mathcal{V}' d\rho$, según la expresión

$$(7) \quad \chi_{exp} = \frac{Q_e^T - \frac{dW_e}{dt}}{n_e \nabla T_e \mathcal{V}'}.$$

P_e^T es el perfil de fuentes y sumideros de calor. Por el momento, y como muestra la Ec. 4, sólo se incluyen la potencia radiada experimental, el calentamiento por microondas y el intercambio colisional con el canal iónico.

Este modelo puede considerarse como la opción de diagnóstico del cálculo con que acompañar otros modelos basados en una formulación analítica. Por ejemplo, la difusividad de las partículas puede obtenerse como $D = S_I / (\nabla N \mathcal{V}')$ donde S_I representa la integral de volumen de todas las fuentes de partículas.

3.2. Ejemplos de análisis. Las descargas escogidas para realizar estos ejemplos proceden de campañas distintas, pero coinciden en que la carcasa interior² hacía las veces de limitador toroidal, la pared interior de la cámara de vacío estaba sin revestir (pared metálica) y se disponía de dos girotrones para el calentamiento por

²Hard core en la literatura inglesa.

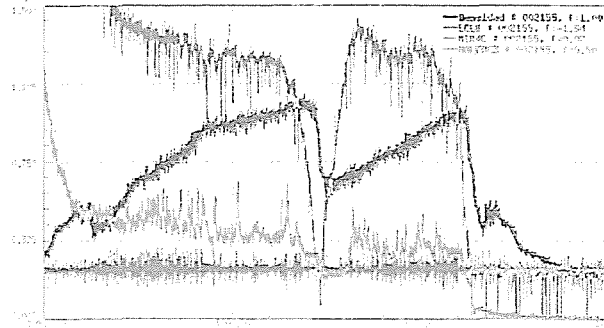


FIGURA 5. Descarga de TJ-II n° 2155. Se muestran señales experimentales correspondientes a la densidad de línea (Densidad; 10^{19} m^{-3}), la temperatura central (ECE8; keV), la intensidad de luz H_α y la amplitud del voltaje inducido en una bobina de Mirnov.

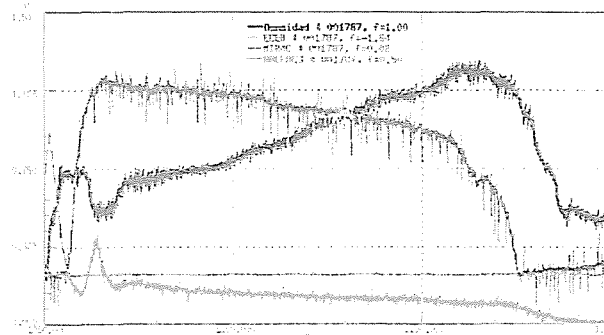


FIGURA 6. Descarga de TJ-II n° 1787.

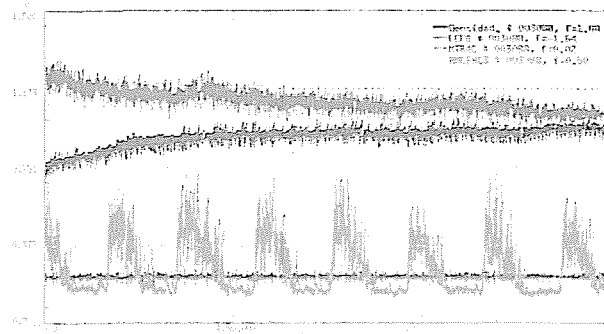


FIGURA 7. Descarga de TJ-II n° 3088.

microondas. Las figuras 5, 6 y 7 ilustran los datos experimentales que se comentan brevemente a continuación.

3.2.1. Descarga de TJ-II n° 2155. La descarga n° 2155, correspondiente a la configuración 100_40.63, se produjo con 100+300 kW de potencia inyectada mediante

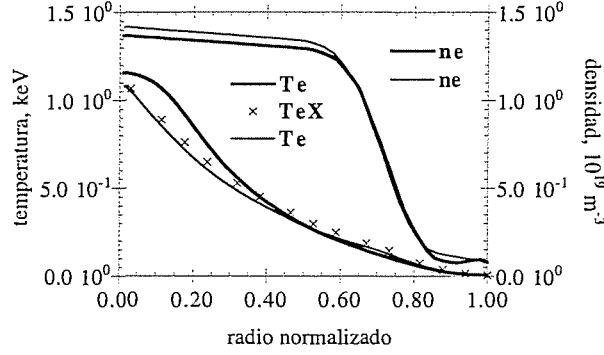


FIGURA 8. Perfiles de densidad y temperatura electrónicas obtenidas mediante los modelos de transporte tj2d1 (líneas gruesas) y tj2d3 (finas) para la descarga n° 2155 del TJ-II.

dos líneas de microondas. Durante una primera etapa de ≈ 30 ms presenta temperaturas centrales en torno a 1 keV, intervalo en el que la densidad de línea, $\bar{n}_e$, aumenta lenta pero progresivamente (Fig. 5). Las bobinas de Mirnov y los monitores de H_α presentan irrupciones coincidentes, quizás debidas a la expulsión de partículas durante breves periodos de reajuste magneto-hidrodinámico. Cuando se alcanza una densidad $\bar{n}_e \approx 10^{19} \text{ m}^{-3}$, correspondiente a valores centrales próximos a la densidad de corte, se desploman las temperaturas durante unos 10 ms, recuperándose a continuación en un tiempo similar. Estos valores son compatibles con una difusividad térmica global del orden de $100 \text{ m}^2/\text{s}$. Al recuperarse el encendido se recupera también el confinamiento. Puesto que en ambas etapas de la descarga son opuestas las tendencias de $\bar{n}_e$ (aumento) y de la radiación H_α (disminución), la descarga puede considerarse como tendente al buen confinamiento. Esta descarga se ha usado para estudiar irrupciones en el transporte de partículas en el TJ-II [12].

La geometría se ha aproximado en ASTRA usando $R_c=1,5 \text{ m}$, $a_1=0,115 \text{ m}$, $a_2=0,10 \text{ m}$ y $b_1=0,31 \text{ m}$ en las Ecs. 2 y 4. Los coeficientes usados en la función escalón (Ec. 6) son $C_1=0,26$; $C_2=44$ y $C_3=0,95$. Los perfiles de temperatura obtenidos con los modelos tj2d1 (líneas gruesas) y tj2d3 (líneas finas) se muestran en la Fig. 8, donde se comparan con los datos experimentales de la descarga (aspas) correspondientes a $t=1100 \text{ ms}$. La figura también muestra los perfiles de densidad fijados para cada cálculo. Las difusividades térmicas correspondientes a la Fig. 8 se muestran en la Fig. 9 junto con los gradientes de la temperatura electrónica obtenidos con cada modelo. Como es lógico, el modelo tj2d3 se ciñe más al perfil experimental. A la vez, sin embargo, resulta más sensible a cualquier faceta de los perfiles experimentales que provenga del procesado de los datos, especialmente a la localización de gradientes. Obsérvese que la caída de los perfiles en la región más externa del plasma es explicable con valores de la difusividad térmica de al menos $100 \text{ m}^2/\text{s}$.

3.2.2. Descarga de TJ-II n° 1787. Esta descarga presenta, después del arranque, un régimen de unos 80 ms con temperaturas electrónicas máximas también en torno a 1 keV. Como en muchos otros casos, $\bar{n}_e$ va aumentando a un ritmo aproximadamente constante (en este caso durante unos 50 ms) hasta que se alcanza la densidad de corte. A diferencia de la descarga anterior, la n° 1787 se muestra muy estable con respecto a eventos MHD; las señales de reciclado también son muy bajas. La

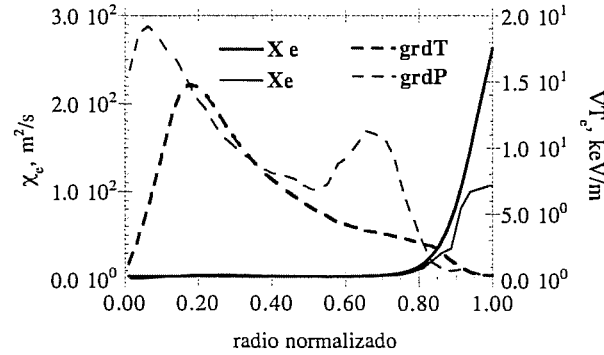


FIGURA 9. Perfiles de conductividad térmica y gradiente de la temperatura electrónica correspondientes a la Fig.8.

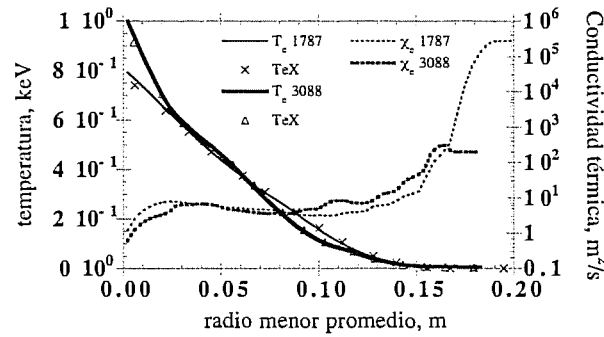


FIGURA 10. Perfiles de la temperatura electrónica y la difusividad térmica correspondientes a las descargas 1787 y 3088 de TJ-II. Los datos experimentales se representan mediante símbolos.

potencia inyectada es de 300 kW nominales; no se dispone de datos sobre la irradiancia del girotrón. El perfil usado para n_e es el mismo que para la descarga 2155. El perfil de χ_e calculado se dibuja en la Fig. 10.

3.2.3. Descarga de TJ-II n° 3088. En esta descarga se inyectaron nominalmente 200+300 kW de potencia mediante las respectivas líneas de microondas, aunque las señales de los dos girotrones suman unos 470 kW. La descarga mantiene un régimen bastante estacionario durante cerca de 100 ms con $\bar{n}_e \approx 0,9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ y temperaturas electrónicas superiores a 1 keV. El tiempo de confinamiento de la energía se ha estimado suponiendo una absorción del 75 % de la potencia nominal inyectada al plasma, de manera que éste absorbe 350 kW de potencia de los 500 kW disponibles. En las líneas de transmisión se pierde en torno al 10 % de la potencia [13] de salida. A estas pérdidas hay que añadir las de la propia absorción dentro de la cámara de vacío, mucho más difícil de estimar. Los perfiles experimentales y calculados de T_e y χ_e se muestran también en la Fig. 10. Es interesante notar que el transporte de calor es semejante en ambos casos. La descarga n° 2155 - aunque no se aprecia en la Fig. 9- comparte también este tipo de perfil de la conductividad de calor electrónico, a saber, con valores en próximos a $5 \text{ m}^2/\text{s}$ en la región $0,2 < r/a < 0,7$ y muy elevados para $r/a > 0,75$.

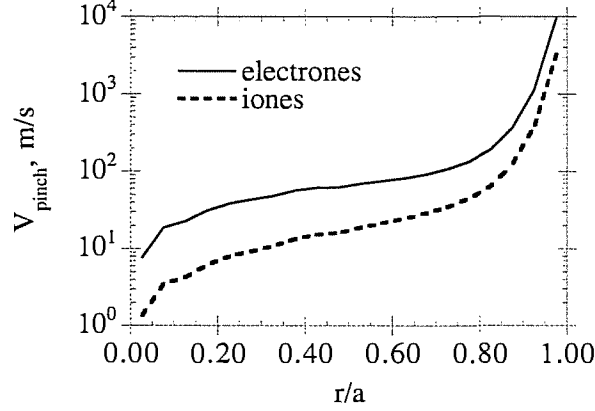


FIGURA 11. Velocidades de fuga electrónica e iónica calculadas por seguimiento de partículas para la configuración magnética 100.44.64 de TJ-II. Ver Ref. [9]

4. ANÁLISIS PREDICTIVO CON ASTRA

Los resultados anteriores indican que el confinamiento de calor se reduce a la región $r/a \lesssim 3/4$. Las difusividades térmicas más allá de esta región son generalmente excesivas. No parece que se deba a un problema de estabilidad MHD porque, por ejemplo, la descarga n° 1787 muestra una señal muy limpia en las bobinas de Mirnov. Las inestabilidades electrostáticas toman energía libre de los gradientes termodinámicos; pero para justificar semejantes coeficientes de transporte con los gradientes pequeños de la periferia de estos plasma habría que hipotetizar inestabilidades muy violentas. Si bien, por prudencia, no deben desecharse completamente estos mecanismos como contribuyentes al comportamiento diatérmico de las paredes magnéticas externas, es natural buscar una explicación en la propia configuración magnética de vacío. Así, se han calculado las velocidades de fuga directa para electrones e iones de hidrógeno [9] en la configuración 100.44.64 de TJ-II en ausencia de colisiones. La Fig. 11 muestra los perfiles correspondientes. Estas velocidades se deben a la configuración magnética macroscópica, particularmente al rizado del campo debido al espaciado entre las bobinas helicoidales, y se mostrará más adelante (4.2) que son velocidades excesivas. Cuando menos, los datos de la Fig. 11 sugieren que la topología de vacío del TJ-II favorece netamente la formación de campos eléctricos positivos en todo el plasma, así como que la convección debe tenerse en cuenta en los flujos del TJ-II. En esta sección se describe la inclusión de flujos convectivos al modelo de transporte. Los pasos dados, coincidentes con las subsecciones que siguen, son

1. Definir una fuente de partículas, paso necesario porque se debe hacer evolucionar su densidad.
2. Incluir el término de fuga en la ecuación de evolución de la densidad electrónica.

4.1. Fuente de partículas. La difusividad de los electrones D_e se ha usado únicamente para dar cuenta de cierto flujo convectivo de calor en la Ec. 4. Inicialmente se han utilizado valores constantes del transporte del orden de lo encontrado con el modelo tj2d3 para el interior del plasma, es decir, en torno a $0,1 \text{ m}^2/\text{s}$. Para definir la evolución de la densidad se ha usado el modelo de aporte de neutros desde la pared provisto por ASTRA. El objetivo aquí no es tanto hacer un modelo de la

incorporación de partículas al plasma como disponer de una fuente de partículas que permita mantener los valores estacionarios de la densidad de línea experimental dando tiempos de confinamiento de las partículas también compatibles con los experimentales. Hay que distinguir entre el aporte de gas a través de las válvulas hacia la cámara de vacío, S_g , y la fuente total en la ecuación de continuidad

$$(8) \quad \frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla \cdot \Gamma + S.$$

En S confluyen S_g y las partículas provenientes de los procesos de reciclado, S_R . A su vez, no todo lo aportado desde la pared ($S_g + S_R$) se incorpora al plasma, sino que sólo lo hace una fracción que depende de las correspondientes eficiencias de cebado, f_g y f_R , esto es, $S = f_g S_g + f_R S_R$. De momento nos preocuparemos sólo por la fuente total S , aunque para obtener el perfil de la fuente de electrones habría que conocer las energías de los neutros que se aproximan al plasma, muy distintas dependiendo de su procedencia, y obtener la distribución radial de tasas de ionización.

Volviendo a la estimación de la fuente, simbolicemos respectivamente por S_I y N las integrales a todo el volumen del plasma de S y n . Una primera estimación del tiempo de confinamiento de las partículas es $\tau_p \approx N/S_I$; de manera que, conociendo N a partir de las medidas experimentales, se puede inferir una medida de la fuente integrada si se encuentra una estimación para τ_p . Ésta se basa a su vez en estimaciones de la longitud de decaimiento de la densidad fuera del último tubo de flujo magnético, λ_n , y de la difusividad en esa región, D_{lim} :

$$(9) \quad \tau_p = \frac{N}{D_{\text{lim}} \frac{n_a}{\lambda_n} S_p}.$$

Por último, D_{lim} se estima en base a un modelo sencillo en geometría plana [14] que requiere conocer la longitud de conexión promedio:

$$D_{\text{lim}} = \frac{\lambda_n^2 c_s}{2L_c},$$

donde c_s es la velocidad sónica de los iones. Los valores usados en este trabajo corresponden a $2L_c \approx 4$ m (ver Ref. [15]). En resumen:

1. De un modelo para el flujo en el limitador se obtiene τ_p (Ec. 9).
2. Conociendo τ_p se estima la integral $S_I = \frac{N}{\tau_p} = D_{\text{lim}} \frac{n_a}{\lambda_n} S_p$.
3. Se adaptan los parámetros del modelo de pared en ASTRA para obtener la misma integral de la fuente de partículas S_I .

Al imponer en ASTRA el valor de S_I es obvio que del cálculo se van a obtener τ_p semejantes a los experimentales estimados mediante la Ec. 9 [16]. En cuanto a la distribución radial del perfil de deposición de neutros, de momento se deja que dependa de los perfiles de densidad y temperatura en la manera calculada por el subprograma provisto por ASTRA, ajustando las energías de los neutros fríos y calientes para obtener perfiles de $S(\rho)$ compatibles con las estimaciones actuales (ver, P. ej., [17]).

Recuérdese, por último, que el contenido total de partículas se refiere a protones, cuya relación con el contenido electrónico N_e se da a través de la carga de la “impureza promedio”, Z_I , y de la carga efectiva del plasma, Z_{ef} :

$$N = \frac{Z_I - Z_{ef}}{Z_I - 1} N_e.$$

Puede demostrarse [18] que la relación en estado estacionario entre N y el aporte total externo de gas, S_{gI} , es

$$N = \tau_p \left(\frac{f_R R}{1 - R} + f_g \right) S_{gI};$$

o bien, si el caudal de gas externo se aporta a la zona de reciclaje de manera que $f_R \approx f_g$, entonces

$$N = \tau_p \frac{f_R}{1 - R} S_{gI}$$

y del conocimiento de N , τ_p y las medidas de caudal en las válvulas hacia la cámara se puede tener una estimación de la eficiencia efectiva de cebado,

$$f_{ef} = \frac{f_R}{1 - R}.$$

De esta manera, es posible estimar la fuente S_I como $f_{ef} S_{gI}$ obteniendo S_{gI} de los datos de entrada de gas al TJ-II. Por ahora, los cálculos con ASTRA se han realizado obteniendo S_I gracias a la calibración de los monitores de luz H_α en el sector de entrada de gas a la cámara de vacío del TJ-II.

4.2. Fuga directa electrónica. Las versiones actuales de ASTRA ofrecen al usuario tres vectores -perfiles- que pueden entrar en los subprogramas de evolución temporal del código si se definen correspondientes coeficientes de transporte, fuentes y sumideros. Estos perfiles son útiles para involucrar, por ejemplo, tres impurezas. En estos casos la velocidad de fuga, v_f , puede incluirse directamente en el flujo. En el caso de la densidad electrónica se dispone de la estricción de Ware, v_{WP} , correspondiente al campo eléctrico inducido en un tokamak. Así, v_{WP} para los electrones se obtiene de una variable interna del programa definida como $E_{\parallel}/B_{\theta}$, donde B_{θ} es el campo poloidal, pero no se impone necesariamente en los cálculos y aquí prescindiremos de este término porque en un estelarátor $E_{\parallel} \approx 0$.

En el modelo presente, el flujo en la ecuación de continuidad debe ser

$$(10) \quad \Gamma_e = -D_n \frac{\partial n_e}{\partial r} + n_e v_f.$$

En la nomenclatura de ASTRA se tiene

$$\Gamma_e = -DN \frac{\partial NE}{\partial r} + NE \cdot CN.$$

La Ec. 10 se calcula automáticamente en el código si se dan los coeficientes involucrados, es decir, D_n ($=DN$), v_f ($=CN$) o ambos. El modelo de transporte `tj2d4` hace uso de esta asociación.

Las velocidades de fuga respectivas de electrones e iones según los cálculos de la Fig. 11 son excesivas si se considera que afectan a las poblaciones enteras de electrones e iones. La Fig. 12 muestra un equilibrio calculado de la descarga n° 3088 junto con los datos experimentales y se ha obtenido con esas velocidades reducidas por un factor 100. Seguramente la inclusión de colisiones bajaría notablemente los valores de v_f en la periferia. Es esperable asimismo que los perfiles de v_f difieran según se obtengan para las partículas atrapadas o para las pasantes, de manera que la manera en que el régimen colisional afecte a las poblaciones relativas de partículas atrapadas y pasantes debe incidir en los perfiles de v_f . De momento, observemos que las velocidades de fuga calculadas según las órbitas de las partículas dan lugar a tiempos de respuesta del campo eléctrico muy rápidos, como cabía esperar.

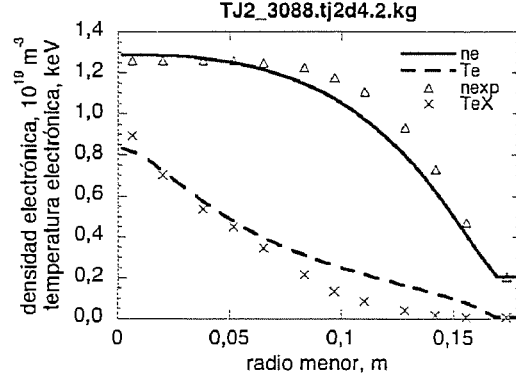


FIGURA 12. Comparación de los datos experimentales de la descarga n° 3088 en $t = 1,203$ s (símbolos) con el equilibrio obtenido al introducir $S_I = 180 \cdot 10^{19} \text{ s}^{-1}$ electrones provenientes de los neutros de la pared (líneas). Datos de la descarga: $B = 0,95$ T; $P_{ECRH} = 437$ kW; $T_i(0) = 0,110$ keV; $V_{plasma} = 0,847 \text{ m}^3$. Resultados del cálculo: $\tau_E = 1,6$ ms; $\tau_{LHD} = 0,9$ ms; $\mathcal{E}_{plasma} = 613$ J.

4.2.1. *Tiempos característicos del campo eléctrico.* Estimemos los tiempo característicos de cambio del campo eléctrico radial que corresponderían a las velocidades representadas en la Fig. 11.

De la ecuación de Maxwell $\epsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E} = \sum_j Z_j e n_j$ y por la ecuación de continuidad de las partículas en equilibrio debe tenerse (considerando sólo electrones y protones)

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{e}{\epsilon_0} (\Gamma_i - \Gamma_e).$$

Por consiguiente, podemos estimar el tiempo característico τ_{Er} como

$$\frac{E_r}{\tau_{Er}} \sim \frac{e}{\epsilon_0} (n_i v_{f,i} - n_e v_{f,e}).$$

Si tomamos como valor característico de E_r el correspondiente al término diamagnético en el balance de momento radial, $E_r \sim (T_e/e)L_p^{-1}$ (aquí $L_p \sim a$ es la longitud de escala típica del gradiente de la presión electrónica), podemos normalizar la ecuación anterior a este valor de E_r y obtener

$$\frac{1}{\tau_{Er}} \sim 0,2 \cdot 10^{12} \frac{a}{T_e} (n_i v_{f,i} - n_e v_{f,e}) \left[\frac{1}{\text{s}} \right],$$

relación válida si se expresa el radio menor en [m], la temperatura en [eV], las densidades en unidades [10^{19} m^{-3}] y las velocidades en [m/s]. Usando valores típicos del TJ-II y las velocidades de la Fig. 11 se obtienen tiempos $\tau_{Er} \ll 1 \mu\text{s}$. Estos tiempos característicos se han obtenido suponiendo que las velocidades de fuga afectan a toda la población de partículas, suposición acorde con el modo de obtención de v_f , esto es, promediando las velocidades a todas las partículas de una especie (electrones, protones) dada. Normalmente sólo ciertas subpoblaciones llevan las velocidades más altas y su efecto en la determinación del campo eléctrico radial puede ser dominante. En la región central actúan los mecanismos de expulsión³ producidos por

³Mecanismo de *pump out* en la literatura.

la impulsión de electrones hacia el cono de pérdidas en el sector de deposición de potencia. Asimismo, en torno a las superficies de flujo caracterizadas por valores racionales de la transformada rotacional puede destruirse la simetría magnética. El transporte paralelo de los electrones es entonces capaz de originar flujos convectivos radiales en promedio que afectan esencialmente a toda la población electrónica. Muy probablemente haya que echar mano en el futuro de estos efectos para explicar ciertos fenómenos -transitorios normalmente- de cambio del transporte en el TJ-II. Por el momento, definiremos un modelo *ad hoc* para tener en cuenta la existencia de flujos promedio convectivos y buscaremos alguna aproximación basada en nociones físicas para escribir los coeficientes de transporte. A este respecto, observamos que los perfiles de v_f mostrados en la Fig. 11 muestran una variación radial que recuerda a la de las difusividades térmicas encontradas a lo largo de este informe, particularmente a las obtenidas mediante el balance de potencia (Ec. 7, Fig. 10). A dichas velocidades contribuyen decisivamente las poblaciones de partículas atrapadas, lo que aconseja considerarlas como pieza importante en la descripción del transporte.

5. MODELO COMENTADO

El sistema ASTRA se distribuye dentro de su directorio raíz de la siguiente manera: hay dos directorios, `/Astra` y `/astra`, de los cuales el segundo es editable por el usuario. En éste se encuentran varias carpetas de las que conviene mencionar ahora `/astra/equ`. Aquí se encuentran los archivos de texto en los que el usuario define sus modelos de transporte junto a los correspondientes archivos (extensión “.log”) con los parámetros prefijados⁴. En esta sección describimos el modelo `tj2d8` utilizado para realizar estudios de transporte predictivo. Se pretende que el modelo sirva también como ejemplo de escritura en el lenguaje propio de ASTRA, de manera que distinguiremos tipográficamente las líneas de texto directamente usables en un editor, esto es, las que forman el archivo `/astra/equ/tj2d8`.

Para definir el modelo deben escribirse las ecuaciones de evolución y determinarse las fuentes y los coeficientes de transporte. La experiencia expuesta en las secciones anteriores permite proponer un modelo sencillo con el que ajustar aproximadamente los plasmas ECRH del TJ-II en base a nociones físicas sobre el transporte. Sin embargo, con el modelo presente damos un paso más hacia la descripción de los plasmas del TJ-II introduciendo elementos nuevos. Por ejemplo, se ha añadido una ecuación de evolución para el nivel de saturación de la turbulencia con un doble objetivo: ilustrar la flexibilidad de ASTRA para resolver sistemas de ecuaciones de reacción-difusión y permitir la simulación de fenómenos rápidos, como puedan ser los asociados a las variaciones del campo eléctrico radial.

5.1. Ecuaciones de evolución. Tomaremos como ingredientes de partida las ecuaciones de evolución para la densidad y la temperatura electrónicas,

$$(11) \quad \frac{\partial n_e}{\partial t} = -\nabla \cdot (-D_e \nabla n_e + n_e v_e) + S$$

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

En la evolución de la densidad tenemos un término convectivo $n v_e$ que permite simular la expulsión de electrones del centro -mediante una gaussiana, p. ej.- para obtener perfiles huecos de la densidad, así como la fuga directa compatible con los resultados expuestos en la Sec. 4.2. El término fuente S se ha descrito en la

⁴Para mayor información consúltase el manual de ASTRA, Ref. [1]

Sec. 4.1. En la evolución de la temperatura electrónica tenemos un término fuente P_{ECH} debido al calentamiento -uno o dos girotrones independientes con perfil de deposición gaussiano- y varios sumideros: la potencia radiada, P_{rad} , las pérdidas por fricción [19], P_{fr} , y el intercambio colisional entre electrones e iones, P_{ei} . Todas estas se obtienen de las librerías de funciones y fórmulas de ASTRA. Por supuesto, se considera el término de transporte difusivo+convectivo.

Definiremos un campo de evolución rápida, ε , siguiendo un método diseñado para describir la dinámica de las barreras de transporte [20, 21]. Este campo evoluciona como la envolvente del nivel de fluctuaciones -de alguna magnitud del plasma, como la densidad, el potencial electrostático o el módulo del campo magnético- debido a la desestabilización de modos cuyo mayor crecimiento es γ y cuyo nivel de saturación es proporcional a γ mediante un coeficiente $1/\alpha_1$. Admitiendo una cierta difusión del campo turbulento tenemos:

$$(13) \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \nabla \cdot (D_\varepsilon \nabla \varepsilon) + (\gamma - \alpha_1 \varepsilon) \varepsilon.$$

Como se verá, de momento sólo se presenta esta ecuación de evolución con propósitos de diagnóstico. De todas formas, el objetivo es llegar a una descripción del transporte anómalo que evolucione de manera consistente con los demás campos de evolución (ver, P. ej., [22, 23]). Esto se consigue mediante algún modelo que relacione el nivel de saturación ε con los coeficientes de transporte que aparecen en el sistema Ecs. 11, 12. La inclusión de un término de supresión de la turbulencia en la Ec. 13 daría lugar entonces a un modelo con posibilidad de bifurcaciones en el transporte.

5.2. Transporte. Por lo visto anteriormente, tiene sentido emplear una difusividad térmica que dependa de la fracción de partículas atrapadas. Si M es el número de periodos del estelarátor, l es su multipolaridad y δ es la fracción total de partículas atrapadas, el perfil de la fracción de partículas atrapadas en el sistema helicoidal puede aproximarse por [24]

$$f_a \approx \sqrt{\frac{\delta}{(l-1)!} \left(\frac{M\rho}{2R_0} \right)}.$$

Usando f_a podemos hacer que los coeficientes de transporte dependan de las poblaciones atrapadas. Puesto que no se dispone actualmente de un cálculo automatizado del transporte neoclásico para acoplarlo a los cálculos del transporte en el TJ-II, consideramos difusividades mínimas -constantes, pero del orden de las estimaciones neoclásicas para los casos de TJ-II calculados- adscritas al transporte colisional. Además, incluimos en las difusividades térmica y de las partículas las siguientes dependencias basadas en la existencia de partículas atrapadas.

Los electrones atrapados pueden proporcionar mecanismos de amplificación a las ondas de deriva localizadas [25]. En el régimen de colisionalidades ν_e intermedias, definido por

$$\frac{\tau f_a^3 v_e}{R_0} < \nu_e < \frac{\tau v_e}{R_0},$$

esta amplificación puede darse aún con gradientes despreciables de la temperatura electrónica. Aquí hemos usado notación típica: $v_e = (2T_e/m_e)^{1/2}$ y τ es la transformada rotacional. La tasa de crecimiento correspondiente es

$$\gamma \approx f_a^2 \frac{\omega_{*e}^2}{k_\perp v_e}.$$

Considerando el límite de saturación típico de la teoría cuasilineal, la difusividad mostraría la dependencia $D_{\text{atr}} \sim \gamma/k_{\perp}^2 \sim \varepsilon$. Un inconveniente de esta formulación es que se necesita conocer un valor promedio (espectral) para el número de ondas perpendicular $k_{\perp}$. Aquí nos basaremos en el conocimiento experimental (véase, p. ej. [26]) de que el producto $k_{\perp}\rho_s$, donde $\rho_s = c_s/\Omega_i = \sqrt{T_e/m_i}/\Omega_i$ es el radio sónico de Larmor, varía poco en la turbulencia electrostática de plasmas magnéticos fusionables. En nuestro modelo tomamos dicho producto como una constante de ajuste $0,1 < k_{\perp}\rho_s < 1$. En base a ella podemos determinar los términos de la Ec. 13 y obtener un modelo para la difusividad turbulenta por atrapamiento de electrones:

$$(14) \quad \omega_{*e} = \frac{(k_{\perp}\rho_s)c_s}{L_n},$$

$$(15) \quad \gamma = f_a^2 \omega_{*e} \frac{\rho_s}{L_n} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}},$$

$$(16) \quad \alpha_1 = \frac{\bar{D}_0}{\rho_s^2} (k_{\perp}\rho_s)^2,$$

$$(17) \quad D_{\text{atr}} = \bar{D}_0 \varepsilon,$$

donde se admite un parámetro $\bar{D}_0 \sim 1$ con dimensiones de difusividad.

Para el régimen correspondiente a colisionalidades menores, la existencia de electrones atrapados según el modelo de Kadomtsev y Pogutse que estamos usando [25] resulta

$$(18) \quad \chi_e \sim f_a^3 (\rho a)^2 \frac{\nu_e}{1 + \frac{\nu_e^2}{\nu_0^2}},$$

$$(19) \quad D_e \sim f_a^2 \chi_e;$$

otra vez dependiendo fuertemente de la fracción de partículas atrapadas. La cantidad $\nu_0 = (v_e/r)^2/\Omega_e$ en esta teoría es una frecuencia de referencia que marca, dentro del régimen de colisionalidad baja, el cambio de tendencia de estos coeficientes de transporte con la colisionalidad (ver Fig. 8 en la Ref. [25]).

El modelo que se detalla a continuación utiliza las Ecs. 18 y 19 para las respectivas difusividades. La evolución de ε , sin embargo, se basa en el modelo para colisionalidades mayores (Ecs. 14-17) y, como se ha indicado, de momento tiene propósitos de diagnóstico.

5.3. Modelo en ASTRA. Aquí reproducimos el documento de texto correspondiente al modelo tj2d8. Este documento se lee y compila al ejecutar ASTRA desde la línea de comandos. Los comentarios (precedidos por un cierre de exclamación) del propio documento se han respetado pero se incluyen nuevos comentarios para explicar con más detalle el proceder. Las líneas de código se distinguen por su tipo de letra, distinto al de este texto, y pueden ser usadas exactamente como figuran a continuación:

```
! Limite paso temporal (para el campo de evolucion rapida, F1)
! TAUMAX=1e-6;

! Malla para el equilibrio. No se calcula si CV1=0 (defecto).
! NEQUIL=CV1;
```

Constantes


```

! CF2=500.; !
! CF3=0.95; !
! CF4=1.0; ! Control escala de tiempos de F1.
! CF5=0.75; ! fracción de QECRH en QTL1
! CF6=.8; ! \Delta \rho
! CF7=.1; ! delta (FTANHF)
! CF8=.1; ! heigth (FTANHF)
! CF9=1.; ! offset (FTANHF)
! CF10=0.20; ! Anchura deposición ECRH, QTL1
! CF11=0.10; ! Anchura deposición ECRH, QTL2
! CV10=0.02; ! Centrado ECRH, QTL1
! CV11=0.00; ! Centrado ECRH, QTL2
! CF14=1 ! Coef. D0b transporte anomalo
! CF15=0.3; ! K_perp x rho_s

! CHE1=1.;
! CHE2=1.;
! CHE3=1.;
! CHE4=0.1;
! CRAD1=1.; ! Fraccion de QECR absorbida
! QECR=0.30; ! Potencia ECRH nominal

```

El calentamiento por resonancia ciclotrónica electrónica (ECRH) se simula mediante dos perfiles gaussianos (dos girotrones posibles). El subprograma FGAUSS proporciona gaussianas normalizadas cuya posición central (primer argumento) y anchura a media altura (segundo) son parámetros del modelo. Por ejemplo, para la línea QTL1 se requiere la función

$$C_{ar2}(r) = N e^{-\frac{r-C_{v10}}{(C_{f10a})^2}},$$

donde N es un factor de normalización a 1 MW. La función C_{ar2} se obtiene llamando a FGAUSS cada 0,001 s de tiempo simulado (primer parámetro en la llamada) empezando en $t = 0,0$ (segundo parámetro) y acabando en $t = 0,001$ (tercero). En la nomenclatura de ASTRA hemos escrito, para las dos líneas de ECRH:

```

FGAUSS(CV10,CF10,CAR2):.001:0.0:.001:; ! QTL1
FGAUSS(CV11,CF11,CAR4):.001:.002:.003:; ! QTL2

```

En este caso se dispone que una segunda línea centrada en C_{v11} y cuya anchura es C_{f11} empiece en $t = 0,002$ s y se llame cada 0,001 s acabando en $t = 0,003$ s. Esto simplemente significa que las funciones son llamadas una vez en cada caso y los arreglos $C_{ar2}(r)$ y $C_{ar4}(r)$ quedan cargados con las gaussianas. Más abajo se definen constantes para la potencia de cada fuente.

La fuente de partículas también se obtiene de un subprograma de ASTRA. En este caso se resuelve una ecuación cinética para los neutros de la pared cuyos parámetros de entrada son la densidad de neutros fríos, n_{NCL} ; su energía, $\mathcal{E}_{NCL}$; y lo propio para los neutros calientes (Frank-Condon), n_{NWM} y $\mathcal{E}_{NWM}$. Recuérdese que estos parámetros sólo se van a usar para dar una fuente total de partículas congruente con los resultados experimentales. El subprograma se llama cada 0,01 s simulados empezando desde el inicio del cálculo hasta su final. Se define la tecla N para llamar

interactivamente al subprograma en cualquier instante de tiempo. En ASTRA esto se escribe:

```
NNCL=0.001, ENCL=.002, NNWM=0.0001, ENWM=.02
NEUT:.01:::N;
```

A continuación se definen algunas constantes del modelo:

```
ZEF=1.7; ! carga efectiva
AIM1=12.; ! masa impureza principal
ZIM1=6.; ! carga imp. principal
NIZ1=NE*(ZEF-1.)/(ZIM1-1.)/ZIM1; ! densidad imp. 1
NI=NE*(ZIM1-ZEF+1.)/ZIM1; ! n_i
ZMAIN=1; ! carga ion principal
```

El transporte de partículas consta de un coeficiente de difusión y, a la luz de los resultados obtenidos con modelos anteriores, de un flujo por pérdida directa de partículas. Por el momento se define un perfil de velocidad de fuga sin más fundamento físico que la posición a partir de la cual los cálculos indican que esta velocidad se dispara. Por tanto usaremos como perfil una función tangente hiperbólica:

$$F_{\tanh}(\rho) = \frac{a_1 + d_1}{2} + \frac{a_1 - d_1}{2} \tanh\left(\frac{\rho_c - \rho}{\Delta/5}\right).$$

Se ha construido un subprograma para ASTRA que proporciona este perfil según la posición de la inflexión $\rho_c = C_{f6}$, su anchura $\Delta = C_{f7}$, el enrasado de la asíntota izquierda $a_1 = C_{f8}$, y el de la asíntota derecha, $d_1 = C_{f9}$:

```
FTANHF(CF6,CF7,CF8,CF9,0.0,CAR9):::G;
```

El penúltimo argumento permite que en $F_{\tanh}$ se sitúe ρ_c en un máximo de τ , opción desactivada si el parámetro es cero como en este caso.

El transporte de calor electrónico y de electrones se basa en los modelos Ecs. 18 y 19. En ambos casos hay parámetros de ajuste. $C_{\chi e2}$ y C_{f1} son constantes a la espera de sustituirlas por modelos neoclásicos. El segundo sumando en ambas difusividades corresponde al transporte anómalo.

```
HE=CHE2+CV2*NUEE*RHO*RHO*( (2./3.*0.34*RHO/AB) )**(1.5);
DN=CF1+CF2*HE*(2./3.*0.34*RHO/AB);
```

La densidad electrónica se hace evolucionar (opción E) en el modelo tomando los perfiles experimentales como condiciones inicial y de contorno:

```
NE:E; NEB=NEXB; NE=NEX;
```

Los términos fuente se han definido antes.

```
SN=SNNEU;
! SNX=CV11*CAR5; !SN=SNX+SNN;
```

En cuanto a la velocidad de fuga, al perfil almacenado en el arreglo C_{ar9} se le superpone un perfil gaussiano centrado en C_{v12} y de anchura C_{f12} (en radio normalizado) para ahuecar el perfil de la densidad cuando sea necesario. La justificación es la extracción por ECRH de electrones en la zona de deposición.

```
CN=CAR9+CHE4*GAUSS(CV12,CF12)
```

La temperatura electrónica se hace evolucionar con transporte convectivo (opción F en vez de E) y las condiciones iniciales y de contorno se toman igualmente de un archivo externo:

```
TE:F; TEB=TEXB; TE=TEX;
```

Las fuentes de calentamiento se basan en las funciones definidas para las líneas QTL1 y QTL2 almacenadas en los arreglos C_{ar2} y C_{ar4} . Se acompañan de un coeficiente de eficiencia de la deposición. En cuanto a las pérdidas se toman los perfiles experimentales de la radiación total, P_{rad} ; y se utilizan fórmulas para las pérdidas convectivas y el intercambio colisional electrón-ión:

```
PEX=CRAD1*CF5*QECR*CAR2 + CRAD1*(1-CF5)*QECR*CAR4;
!PEX=QECR*CAR2X; ! De los datos experimentales
PRAD=PRADX;
PE=PRAD+PEIGN+PEGN-PEICL+PEX; ! Intercambio e-i explícito
!PET=-PEI; PE=PJOUL+PEIGN-PET*TI+PEX; ! Intercambio e-i implícito
```

Ni la temperatura iónica (TI) ni el flujo poloidal (corriente del plasma, CU) se dejan evolucionar (opción A). La primera se basa en el perfil de la densidad electrónica normalizándolo al valor central de temperatura iónica. El término de intercambio de calor con el canal electrónico se mantiene para calcular correctamente el balance total de energía.

```
TI:A; ! TIB=TIXB; TI=TIX;
TIB=NEXB/NEX(HRO)*TIX(0.0); TI=NEX/NEX(HRO)*TIX(0.0);
PI=-PEIGN+PEICL ! Intercambio de calor explícito
```

```
CU:A; CC=CNHR;
CU=CC; CU=CUX/100.;
```

Se definen varios perfiles auxiliares (presión electrónica y su gradiente, campo eléctrico según diversas contribuciones) con propósitos de diagnóstico:

```
CAR6=NE*TE; ! Pe
CAR16=NEX*TEX; ! Pe experimental
CAR5=-grad(CAR6); ! gradPe
CAR15=-grad(CAR16); ! gradPe experimental

! Campo Er (kV/m) según distintas contribuciones
CAR7 = grad(TE) ! gradTe
CAR8 = grad(NE) ! gradNe

CAR14 = -TE*(0.5*CAR7/TE - CAR8/NE) ! Er Isla (kV/m)
```

```
CAR14C=0.;
CAR14B=0.;
```

```
CAR11 = -TE*(CAR7/TE + CAR8/NE)      ! Er gradPe (kV/m)
CAR11C=0.;
CAR11B=0.;
```

Se define la ecuación de evolución del nivel de fluctuaciones:

```
! perfil inicial constante...
F1=1.e-3;
! ... o prescrito en los datos: F1=F1X
F1:E;
! condiciones de contorno:
! F1B=0.1; ! funcion dada...
! QF1B=0; ! flujo dado explicitamente, o...
QFF1B=0.; ! dado implicitamente, QFF1B=F1B

! Auxiliar: CAR1=omega_*e=(k_p rho_s) 3e5 sqrt(Te)/L_n
CAR1= CF15*3.e5*sqrt(TE)*abs(CAR8/NE);
CAR1C=0;

crecimiento lineal
! gamma=f_a^2 omega* (rho_s/Ln) sqrt(m_e/m_i) =
!      =f_a^2 (k_p rho_s) (T_e/(eB))/L_n^2 sqrt(m_e/m_i)
CAR10=(2./3.*0.34*RHO/AB)*CF15*22*TE;
CAR10=CAR10*CAR8*CAR8/NE/NE/BTOR

cizalladura
! shearing=alpha2*( r/q*grad(q/r*Er) )**2 / gamma
! CAR14=CAR11/RHO/MU;
! CAR12=CF3*( RHO*MU*grad(CAR14) )**2 / CAR10;
! CAR12C=0.;

saturacion
! alpha1= (k_perp rho_s)^2 / rho_s^2
! D_0b ≈ 1,0
CAR13=CF14*0.9e5*BTOR*BTOR*CF15**2/TE;
CAR13B=CF14*0.9e5*BTOR*BTOR*CF15**2/TEB;

! Forzado en la forma (gamma-alpha1*eps-alpha2*shearing)*eps
SFF1=(CAR10-CAR13*F1)/CF4;

! Difusion nivel de fluctuaciones [m2/s]:
DF1=1./CF4;

! Otros valores auxiliares (tau_LHD)

CF16=0.17*(.1*NEAVB)**0.69*BTOR**0.84
CF16=CF16*AB*AB*RTOR**0.75/(QTOTB**0.58)    ! tau_LHD
```

Finalmente se definen las salidas del programa: perfiles y señales temporales. Todas ellas pueden guardarse en archivos de texto bien al final del cálculo si se ha dejado en cola, o interactivamente.

Perfiles principales

```
ne\NE\2;
ni\NI\;
Te\TE\-2;
Ti\TI\-2;
De\DN\10;
Xe\HE\10;
XeX\HEXP\10;
nada\;
```

```
nexp\NEX\2;
XeHH\HCHH;
TeX\TEX\-2;
TiX\TIX\-2;
fluc\F1;
Xi\XI\10;
gama\CAR10;
alfa\CAR13;
```

Fuentes, sumideros, geometría

```
Pech\PEX !\-3;
PeiC\PEICL !\-3;
Sn\SN !\-3;
Fve\NE*CN\-4;
Vol\VOLUM;
Fs\VINT(SNTOT)/GP/G11;
Datr\CF14*F1;
Vpe\CAR3X;
```

```
Prad\PRAD !\-3;
Pei\PEI*TE;
PEGN\PEGN !\-3;
Gn\GN\-4; ! D_n \nabla n_e
ro\RHO;
Kper\sqr(CAR13);
Xatr\;
Vpi\CAR4X;
```

Pruebas y diagnósticos

```
ErIs\CAR14\-5;
ErNc\;
omge\CAR1;
Pe\CAR6\-6;
Fatr\sqr(2./3.*0.34*RHO/AB);
Ln\NE/(abs(CAR8)+.0001)\1;
```

```

vfug\CN;
grPe\CAR5\ -7;

ErgP\CAR11\ -5;
Er\ (CAR14+CAR11)\ -5;
gama\CAR10;
PeX\CAR16\ -6;
etae\ETA E; Estabilidad: eta_e > 1/2
kros\ .0033*sqrt(TE)/BTOR;
tgh\CAR9;
grPX\CAR15\ -7;

Señales temporales

!      HRO es el tamaño de luz de malla. Las señales
! para una posición se consiguen recordando que la
! malla radial tiene NB1 puntos (normalmente NB1=50).

Te0_TEC_-1; Ti0_TIC_-1;
Te25_TE(HRO*12)_-1; tauE_TAUEB;
Te50_TE(HRO*24)_-1; ECRH_VINT(PEXB);
Te75_TE(HRO*36)_-1; ne0_NEC;

Te0_TEX(HRO)_-1; LHD_CF16;
Te25_TEX(HRO*12)_-1; Wp1_WTOTB;
Te50_TEX(HRO*24)_-1; Vol_VOLUMB;
Te75_TEX(HRO*36)_-1; nlin_NEAVB;

<Sn>_VINT(SNTOTB); Prad_VINT(PRADB); taup_TAUPB;

```

5.4. Resultados. El modelo recién comentado se ha usado para analizar varias descargas de las cuales la Fig. 13 es un ejemplo. Pueden apreciarse tanto los cálculos estacionarios como los datos experimentales introducidos como condiciones iniciales y de contorno en ASTRA. El acuerdo es bueno no olvidando que el perfil de la fuente de partículas es una pieza clave del análisis y de él sólo se tienen estimaciones vagas. En la Fig. 14 se muestran la difusividad térmica experimental (Ec. 7) y la correspondiente al modelo Ec. 18. A la vista de la Fig. 13 era de esperar un parecido entre ellas. La información que se obtiene de estos cálculos es que un escalado como el de la Ec. 18, esto es, $\chi_e \sim f_a^3 \nu_e$, es aceptable para los plasmas ECRH del TJ-II.

Otros resultados de estos cálculos se resumen en el cuadro 3. El escalado LHD no es válido generalmente para el TJ-II como sucede en este caso.

CUADRO 3. Resultados del cálculo del transporte para la descarga de TJ-II n° 6998 ($R_C = 1,5$ m, $Vol. = 0,995\text{m}^3$, $B = 0,95$ T, $\langle n \rangle = 0,6 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$, $t = 1,153$ ms).

P_{ECRH} (kW)	$T_i(0)$ (keV)	P_{rad} (kW)	$\langle S_n \rangle$ ($10^{19}/\text{s}$)	$\mathcal{E}_{\text{plasma}}$ (kJ)	τ_E (ms)	τ_{LHD} (ms)	τ_p (ms)
243	0,083	80	35,3	400	1,50	0,75	12,4

Por último, los cálculos han incluido la evolución de la magnitud adimensional ε (Ec. 13) y, como diagnóstico, el perfil del parámetro $\eta_e = d(\ln T_e)/d(\ln n_e)$. Con

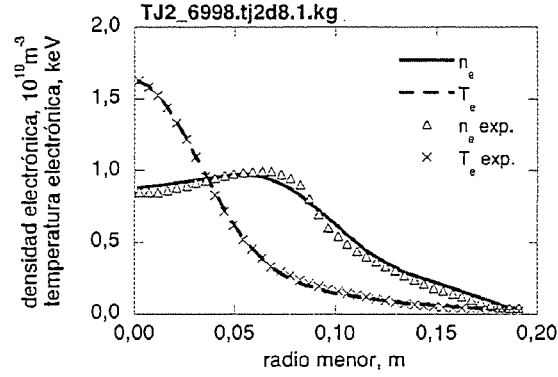


FIGURA 13. Perfiles experimentales (símbolos) y del cálculo del equilibrio con el modelo de transporte tj2d8 (líneas) correspondientes a la densidad y a la temperatura electrónicas para la descarga n° 6998 del TJ-II.

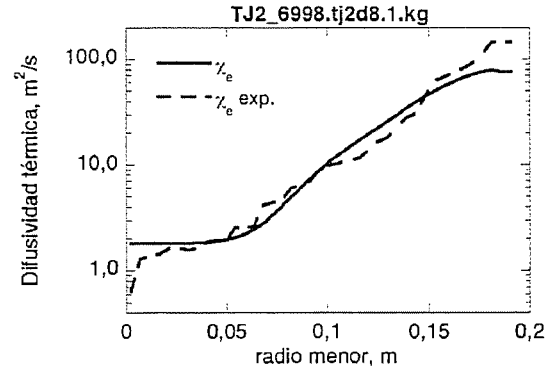


FIGURA 14. Perfiles experimental y calculado según el modelo Ec. 18 correspondientes a los perfiles de equilibrio de la Fig. 13.

propósitos ilustrativos, la Fig. 15 muestra la tasa de crecimiento γ junto a η_e para la descarga de TJ-II n° 6978. Puesto que se espera estabilidad lineal de estos modos de partículas atrapadas en el régimen de colisionalidad moderada (Ecs. 11, 12) cuando $\eta > 1/2$, deducimos que el plasma simulado no debería presentar transporte debido a estos modos. De hecho, en la figura se observa que γ resulta órdenes de magnitud inferior a la frecuencia diamagnética ($\sim 10^5 \text{ s}^{-1}$) y el cálculo carece aquí de significado físico. Es posible que en la fase de calentamiento por haces de neutros en el TJ-II haya que considerar modos de deriva por gradientes termodinámicos. Las herramientas desarrolladas podrán ser, como se ve, de utilidad para sugerir estrategias de estudio.

6. CONCLUSIONES

Se ha adaptado el “sistema automático de análisis del transporte” ASTRA a varios equipos de computación en el Laboratorio Nacional de Fusión. Después de

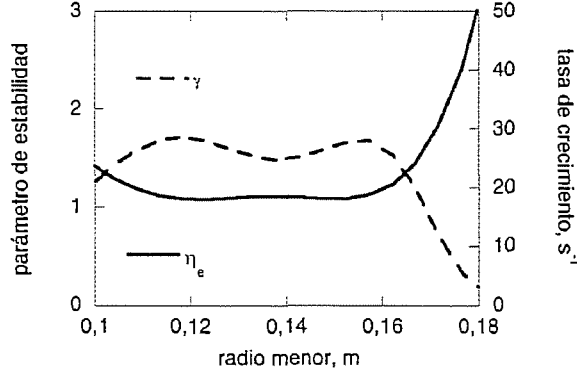


FIGURA 15. Parámetro de estabilidad η_e y crecimiento lineal de los modos correspondientes al modelo Ecs. 14-17. Se espera estabilidad cuando $\eta_e > 1/2$.

seleccionar un modelo de transporte de calor electrónico común, se han comparado los resultados de ASTRA con los obtenidos mediante los códigos PROCTR y PRETOR-STELLARATOR. Los resultados pueden considerarse compatibles; se comprueba que la limitación de ASTRA para describir la geometría del TJ-II no es obstáculo para el cálculo unidimensional mientras se seleccionen coeficientes apropiados para la elongación y la triangularidad y se adapte el radio menor promedio para dar un volumen del plasma aceptable. La flexibilidad de ASTRA tanto para el cálculo interpretativo como para el predictivo se ha probado con algunas descargas. En cuanto al primero, se han descrito los criterios usados para definir las fuentes de partículas y calor mediante las que estimar la difusividad térmica y los tiempos de confinamiento de partículas y energía. En cuanto al cálculo predictivo, se ha usado la experiencia ganada mediante el cálculo interpretativo para buscar dependencias apropiadas que aproximen el transporte en el TJ-II. El modelo físico se basa en una influencia fuerte de la población de partículas atrapadas. Se ha preparado un modelo capaz de incluir dinámica de barreras de transporte.

AGRADECIMIENTOS

La instalación y compilación de los códigos fuente fue posible gracias a la ayuda de los Dres. E. Sánchez y J. A. Jiménez. También queremos agradecer la colaboración de los Dres. A. Salas en la adaptación de la geometría del TJ-II a las posibilidades de ASTRA; J. Guasp en la interpretación de las velocidades de fuga; y F. L. Tabarés en la descripción de los términos fuente.

Este trabajo ha sido financiado por la Comisión Interministerial de Ciencia y Tecnología a través de los proyectos FTN 2001-0688 y FTN 2000-1743-C02-C01.

REFERENCIAS

- [1] G. V. Pereverzev et al., *ASTRA: an Automatic System for Transport Analysis*, Max Plank Institut fur Plasmaphysik, Rep. IPP 5142, Garching (1991).
- [2] C. Alejaldre, J. J. Alonso, J. Botija, F. Castejón, J. R. Cepero, J. Guasp, A. López-Fraguas, L. García, V. I. Krivenski, R. Martín, A. P. Navarro, A. Perea, A. Rodríguez-Yunta, M. Sorolla and A. Varias, *TJ-II Project: A flexible Helic Stellerator*. Fusion Technol. 17, 131 (1990).

- [3] H. C. Howe, *Physics models in the toroidal transport code PROCTR*, ORNL/TM August 1988.
- [4] D. Boucher, *Études et modelisation du transport de l'énergie de particules dans un plasma du fusion thermonucléaire contrôlée. Application au transport anormal et aux conditions du fonctionnement du tokamak.*, Tesis Doctoral Ecole Polytechnique de Paris, Paris, 1992.
- [5] J. Dies, F. Castejon, J.M. Fontdecaba, J. Fontanet, J. Izquierdo, G. Cortes, C. Alejaldre, *Benchmarking of PRETOR-Stellarator code using PROCTR simulations on TJ-II shots*, 29th EPS Conference on Plasma Phys. and Contr. Fusion, Montreaux, 17-21 junio 2002, ECA Vol. 26B, pp 5.027.1-5.027.4 (2002).
- [6] J. Fontanet, *Simulación de plasmas de dispositivos de fusión por confinamiento magnético tipo tokamak y stellarator. Validación experimental y aplicación al estudio del Helicac Flexible TJ-II*, Tesis doctoral, Departament de Física i Enginyeria Nuclear, Universitat Politècnica de Catalunya (2001).
- [7] F. Castejón *et al.*, *Enhanced heat confinement in the flexible heliac TJ-II*, Nucl. Fusion **42**, 271-280 (2002).
- [8] J. M. Fontdecaba *et al.*, *Ion heat transport in TJ-II ECRH plasmas*, (2003).
- [9] J. Guasp, M. Liniers, *Búsqueda de efectos quasi-isodinámicos en el TJ-II*, Informes Técnicos CIEMAT 946, diciembre 2000.
- [10] S. Sudo *et al.*, Nucl. Fusion **30** (11) (1990).
- [11] C. S. Chang, F. L. Hinton, Phys. Fluids **25**, 1493 (1982).
- [12] I. García-Cortés *et al.*, *Edge-localized-mode-like events in the TJ-II stellarator*, Nucl. Fusion **40** (11), 1867 (2000).
- [13] A. Fernández, K. Likin, R. Martín, *Diseño avanzado de la primera línea de transmisión cuasióptica del sistema ECRH del TJ-II*, Informes Técnicos CIEMAT 889, abril 1999. A. Fernández, K. Likin, R. Martín, A. Cappa, J. R. Cepero, *Líneas de transmisión cuasiópticas para el sistema ECRH del stellarator TJ-II*, Informes Técnicos CIEMAT 896, mayo 1999.
- [14] P. C. Stangeby, G. McCracken, Nucl. Fusion **30** 1225 (1990).
- [15] F. L. Tabarés *et al.*, *Plasma edge studies and particle control in the TJ-II stellarator*, 26th EPS Conference on Plasma Phys. and Contr. Fusion, Maastricht, 14 - 18 June 1999 ECA Vol.23J (1999) 369-372.
- [16] F. L. Tabarés *et al.*, *Edge characteristics and global confinement of electron cyclotron resonance heated plasmas in the TJ-II Stellarator*, Plasma Phys. Control. Fusion **43**, 1023-1037 (2001).
- [17] R. Balbín, F. L. Tabarés, V. Tribaldos and TJ-II Team, *On the ion confinement and neutral density at the plasma centre of TJ-II stellarator*, 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., St. Petersburg, Russia (2003).
http://eps2003.ioffe.ru/PDFS/P1_023.PDF.
- [18] J. K. Ehrenberg, *First wall effects on particle recycling in tokamaks*, JET-P(95)18, mayo 1995, JET Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire, OX14 3EA, UK (1995).
- [19] F. L. Hinton, R. D. Hazeltine, *Theory of plasma transport in toroidal confinement devices*, Rev. Mod. Phys. **48**, 239 (1976).
- [20] P. H. Diamond, Y.-M. Liang, B. A. Carreras, P. W. Terry, *Self-regulating shear flow turbulence: a paradigm for the L to H transition*, Phys. Rev. Lett. **72**, 2565 (1994).
- [21] B. A. Carreras, D. E. Newman, P. H. Diamond, Y.-M. Liang, *Dynamics of low to high ("L" to "H") confinement bifurcation: Poloidal flow and ion pressure gradient evolution*, Phys. Plasmas **1**, 4014 (1994).
- [22] D. E. Newman, B. A. Carreras, D. López-Bruna, P. H. Diamond, V. B. Lebedev, *Dynamics and control of internal transport barriers in reversed shear discharges*, Phys. Plasmas **5**, 938 (1998).
- [23] G. Staebler, *Theory of internal and edge transport barriers*, Plasma Phys. Controlled Fusion **40**, 569 (1998).
- [24] N. Dominguez, B. A. Carreras, V. E. Lynch, P. H. Diamond, *Dissipative trapped electron modes in $l = 2$ torsatrons*, Phys. Fluids B4, 2894 (1992).
- [25] B. B. Kadomtsev, O. P. Pogutse, *Trapped particles in toroidal magnetic systems*, Nucl. Fusion **11**, 67 (1971).
- [26] A. J. Wooton *et al.*, *Fluctuations and anomalous transport in tokamaks*, Phys. Fluids B **2**, 2879 (1990).

ASOCIACIÓN EURATOM-CIEMAT PARA FUSIÓN

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA

