

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear



**ESTUDIOS PERTURBATIVOS DE TRANSPORTE EN EL
ESTELARÁTOR TJ-II**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Sonsoles Eguilior Díaz

Bajo la dirección del doctor

Francisco M. Castejón Magaña

Madrid, 2006

ISBN: 978-84-669-2785-7

© Sonsoles Eguilior Díaz, 2005

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID



Facultad de Ciencias Físicas

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear

***“Estudios Perturbativos de Transporte
en el Estelarátor TJ-II”***

Autora:

Sonsoles Eguilior Díaz

Director:

Francisco M. Castejón Magaña

TESIS DOCTORAL

MADRID 2005

Agradecimientos

Durante la realización de este trabajo han sido muchas las personas que de manera directa o indirecta han colaborado en el mismo y a las que quiero expresar mi agradecimiento.

A mi director de tesis Dr. Francisco Castejón Magaña, por su decisión en los momentos de cambio y su apoyo y dedicación durante la realización de la tesis. Sus sugerencias han sido muy importantes para dar forma a este trabajo.

Al todos mis compañeros del Laboratorio Nacional de Fusión y del CIEMAT por su apoyo a lo largo de todos estos años, sus enseñanzas y las provechosas discusiones que hemos mantenido.

A Antonio por su aliento y por estar siempre a mi lado, empujándome. A mi madre por preguntarme incansablemente “cuando lo presentas”. A mi padre que le habría encantado verme ahora y a todos los que están aquí y a los que faltan.

Resumen

Hemos llevado a cabo análisis perturbativos de transporte en los canales de densidad y temperatura electrónica. En el canal de densidad electrónica hemos determinado los coeficientes de transporte para los plasmas ECRH del estelarátor TJ-II mediante el análisis de la evolución de los perfiles de densidad electrónica. En estos estudios el término fuente de partículas se ha obtenido a partir de los resultados del código EIRENE. En el análisis se ha ajustado tanto el coeficiente de difusión como la velocidad convectiva por ciertas expresiones que contienen una serie de parámetros, y estos se han determinado mediante un proceso de mínimos cuadrados, de forma que se obtenga el mejor ajuste posible al perfil de densidad experimental a lo largo del tiempo.

También hemos hecho estudios en el canal de temperatura electrónica con el fin de determinar el coeficiente de difusión de calor y los perfiles de deposición de potencia en el estelarátor TJ-II. Para ello se han llevado a cabo experimentos modulando a diferentes frecuencias las microondas que sirven para calentar el plasma (desde decenas de Hz a kHz). Con los experimentos de modulación a alta frecuencia hemos obtenido el perfil de deposición de potencia, mientras que con los de baja frecuencia se ha obtenido el coeficiente de difusión de calor utilizando la Transformada de Fourier. En estos cálculos se incluye el perfil de deposición de potencia estimado anteriormente como nuevo ingrediente. Además se han realizado experimentos de encendido y apagado de un girotrón que, mediante técnicas de ajuste por mínimos cuadrados, nos permiten obtener los perfiles radiales del coeficiente de transporte de calor y del perfil de deposición de potencia.

En los análisis de los experimentos de transporte de calor han surgido resultados que indican que es necesario realizar estudios del acoplamiento entre transporte y calentamiento mediante ECRH. Para ello hemos obtenido las ecuaciones de Langevin de la interacción cuasi-lineal entre ondas y partículas haciendo uso de la equivalencia unívoca entre ellas y la ecuación de Fokker-Planck. Éstas se pueden resolver numéricamente para obtener la evolución en el espacio de momentos de una partícula de prueba inmersa en un campo electromagnético. Las ecuaciones que hemos obtenido son relativistas y válidas para cualquier tipo de onda. Estas ecuaciones serán muy útiles para estudiar la dinámica microscópica de las partículas en la geometría real del dispositivo y nos permitirán, por ejemplo, obtener una estimación del flujo radial de partículas hacia fuera inducido por el ECRH así como del campo eléctrico radial creado para mantener la condición ambipolar del plasma.

ÍNDICE DE CONTENIDOS

AGRADECIMIENTOS

RESUMEN

ÍNDICE DE CONTENIDOS

ÍNDICE DE FIGURAS

CAPÍTULO 1: FUSIÓN Y TJ-II. CONCEPTOS PREVIOS.....1

| | |
|---|-----------|
| 1.1 Características Generales de los Dispositivos de Fusión por Confinamiento Magnético..... | 3 |
| 1.2 Análisis de Transporte en los Dispositivos de Fusión..... | 6 |
| 1.2.1. Análisis de Transporte Estacionarios y Perturbativos..... | 8 |
| 1.3 Descripción del Estelarátor TJ-II..... | 12 |
| 1.3.1. Sistema de Calentamiento por ECRH..... | 13 |
| 1.4 Diagnósticos Utilizados en los Experimentos cuyos Resultados se Presentan en esta Memoria..... | 16 |
| 1.4.1. Interferometría | 18 |
| 1.4.2. Reflectometría de Microondas | 19 |
| 1.4.3. Emisión Ciclotrónica Electrónica | 19 |
| 1.4.4. Esparcimiento Thomson | 21 |
| 1.4.5. Haces Atómicos de Litio | 22 |
| 1.4.6. Reconstrucción Tomográfica a Partir de Varias Cuerdas de Emisión de Rayos X Blandos..... | 23 |

Referencias

CAPÍTULO 2: EXPERIMENTOS PERTURBATIVOS DE TRANSPORTE DE PARTÍCULAS EN EL ESTELARÁTOR TJ-II..... 27

| | |
|---|-----------|
| 2.1 Introducción | 28 |
| 2.2 Descripción de los Experimentos | 29 |
| 2.3 Análisis de los Experimentos de Transporte | 34 |
| 2.3.1. Término Fuente de Electrones | 35 |
| 2.3.2. Procedimiento de Minimización para la Estimación de los Coeficientes de Transporte. | 37 |

| | | |
|-----|--|----|
| 2.4 | Resultados Experimentales y de las Simulaciones..... | 39 |
|-----|--|----|

Referencias

| | | |
|--|--|-----------|
| <u>CAPÍTULO 3: EXPERIMENTOS PERTURBATIVOS DE CALENTAMIENTO POR MICROONDAS EN EL HELIAC FLEXIBLE TJ-II.....</u> | | <u>49</u> |
|--|--|-----------|

| | | |
|--------|--|----|
| 3.1 | Introducción | 50 |
| 3.2 | Análisis de los Experimentos Perturbativos de Calor en el TJ-II..... | 51 |
| 3.3 | Experimentos de Modulación del ECRH..... | 53 |
| 3.3.1. | Experimentos a Alta Frecuencia | 54 |
| 3.3.2. | Experimentos a Baja Frecuencia..... | 60 |
| 3.4 | Experimentos de Encendido y Apagado | 66 |
| 3.4.1. | Evolución Temporal de los Perfiles de Deposición de Potencia..... | 68 |
| 3.4.2. | Experimentos de Polarización..... | 69 |
| 3.5 | Propagación no Difusiva de la Onda de Calor | 70 |

Referencias

| | | |
|---|--|-----------|
| <u>CAPÍTULO 4: ECUACIONES DE LANGEVIN PARA INTERACCIONES CUASI-LINEALES ONDA-PARTÍCULA.....</u> | | <u>77</u> |
|---|--|-----------|

| | | |
|-----|---|----|
| 4.1 | Introducción | 78 |
| 4.2 | Ecuaciones de Langevin para la Interacción Cuasi Lineal Onda-Partícula..... | 81 |
| 4.3 | Trayectorias de las Partículas en el Espacio de Momentos..... | 86 |
| 4.4 | Aproximación Determinista | 89 |
| 4.5 | Estimación del Flujo Radial de Partículas Hacia Fuera Inducido por el ECRH. Aproximación Lineal..... | 89 |
| 4.6 | Estimación del Campo Eléctrico Radial Creado por el ECRH en Dispositivos de Confinamiento Magnético | 97 |

Referencias

| | | |
|--------------------------|--|------------|
| <u>CONCLUSIONES.....</u> | | <u>105</u> |
|--------------------------|--|------------|

PUBLICACIONES

ÍNDICE DE FIGURAS

| | |
|---|----|
| Figura 1.1: Secciones eficaces para distintas reacciones de fusión en función de la Energía de las partículas..... | 1 |
| Figura 1.2 Representación esquemática de un Tokamak..... | 3 |
| Figura 1.3: Representación esquemática del estelarátor TJ-II..... | 4 |
| Figura 1.4 Líneas de campo magnético y coordenadas cilíndricas para un plasma circular..... | 4 |
| Figura 1.5: Ilustración de la diferencia entre la evaluación de la conductividad térmica en estado estacionario o por métodos perturbativos..... | 10 |
| Figura 1.6 Visión artística del TJ-II. La Figura 1.3 muestra un esquema más detallado de las bobinas del TJ-II..... | 12 |
| Figura 1.7 Superficies magnéticas del TJ-II..... | 13 |
| Figura 1.8: Representación esquemática de las características y posiciones de las dos líneas de transmisión del TJ-II. QTL1 Corresponde al girotrón 1 y QTL2 al girotrón 2..... | 14 |
| Figura 1.9 Estimación de las trayectorias dentro del TJ-II de los haces de microondas. Ésta se ha realizado usando las técnicas de trazado de rayos. La figura (a) muestra la línea QTL1 mientras que la figura (b) es para la línea QTL2. En esta última puede apreciarse el espejo al final de la misma. En las figuras, además, se aprecia la cámara de vacío (línea continua gruesa), las superficies de campo magnético constante (líneas punteadas) y las superficies magnéticas (líneas continuas con forma de judía)..... | 15 |
| Figura 1.11: La figura (a) muestra el perfil de campo magnético (línea continua) y el coeficiente de absorción (línea punteada) estimado usando la aproximación WKB. En la figura (b) están representados un perfil de densidad (línea punteada) y de temperatura (línea continua) a lo largo de la trayectoria del rayo central del haz de microondas. La coordenada espacial en ambas figuras es la distancia a lo largo del haz de microondas de la línea de transmisión QTL2..... | 16 |
| Figura 2.1: Perfiles de densidad de la descarga #5742 cada 2ms, obtenidos mediante el diagnóstico de reflectometría (líneas) junto con el perfil obtenido mediante el diagnóstico de esparcimiento Thomson antes de la inyección del pulso de gas (puntos)..... | 29 |
| Figura 2.2: Trazas temporales de algunas de las señales de la descarga 5742. Las trazas de la parte superior de la figura corresponden a las temperaturas electrónicas obtenidas en los distintos canales del ECE y sus valores están marcados en el eje izquierdo. Las trazas de la parte inferior de la figura corresponden a la densidad de línea electrónica promedio (negro) medida por el interferómetro de microondas y a la señal de H_α en el sector toroidal A8 (azul). Estas dos señales se relacionan con el eje de la derecha..... | 30 |
| Figura 2.3: Perfiles de temperatura de la descarga #5742 cada 2 ms obtenidos por el diagnóstico ECE..... | 31 |
| Figura 2.4 : Trazas temporales de algunas de las señales de la descarga 5196. Las trazas de la parte superior de la figura corresponden a las temperaturas electrónicas obtenidas en los distintos canales de ECE y sus valores están marcados en el eje izquierdo. Las trazas de la parte inferior de la figura corresponden a la densidad de línea electrónica promedio (negro) medida por el interferómetro de microondas y a la señal de H_α en el sector toroidal A8 (azul). La escala para estas dos señales está en el eje de la derecha..... | 32 |
| Figura 2.5: Trazas temporales de algunas de las señales de la descarga 8679. La escala para las trazas de temperatura electrónica central (ECE11 en azul), densidad (negro) y H_α (verde) están en el eje de la izquierda. La traza roja se corresponde con la corriente neta que circula por el plasma (I_p , kA) y se corresponde con el eje de la derecha..... | 33 |
| Figura 2.6 Perfiles de densidad de neutros obtenidos con el código EIRENE. Los resultados se han estimado promediando la distribución local al volumen completo del TJ-II. Se han usado diferentes | |

| | |
|---|----|
| densidades de línea promedio y tiempos de confinamiento de partículas para cubrir el rango de valores obtenidos en el TJ-II..... | 35 |
| Figura 2.7 Medidas obtenidas de los conjuntos de diagnósticos de H_{α} . Estas medidas son proporcionales de al perfil radial de neutros local | 36 |
| Figura 2.8: a) Evolución temporal de los perfiles de densidad experimentales (puntos) y calculados (líneas) en el experimento de inyección de un pulso de gas (#5742) b) Difusividad (puntos) y velocidad convectiva (línea) obtenidas a partir del ajuste a los datos experimentales usados en la evolución temporal c) Término fuente usado en el ajuste calculado como se indica en la sección 0 | 40 |
| Figura 2.9 a) Evolución temporal de los perfiles de densidad experimentales (puntos) y calculados (líneas) en la descarga que presenta una transición a un modo de confinamiento mejorado (#5196) b) Difusividades (puntos) y velocidades (líneas) obtenidas a partir del ajuste a los datos experimentales usados en la evolución temporal c) Término fuente usado en el ajuste calculado como se indica en la sección 0 Los resultados corresponden a dos intervalos temporales, el primero con los dos primeros perfiles y el segundo con los tres finales. | 42 |
| Figura 2.10 a) a) Evolución temporal de los perfiles de densidad experimentales (puntos) y calculados (líneas) en la descarga con corriente ohmica (#8679) b) Difusividades (puntos) y velocidades (líneas) obtenidas a partir del ajuste a los datos experimentales usados en la evolución temporal c) Término fuente usado en el ajuste calculado como se indica en la sección 0 Los resultados corresponden a tres intervalos temporales, el primero con corriente de plasma negativa y los otros dos con corriente positiva. | 43 |
| Figura 3.1: En esta gráfica se muestran los perfiles de T_e (azul) y n_e (rojo) medidos por el diagnostico de esparcimiento Thomson durante los experimentos de modulación de ECRH a alta frecuencia (disparo #2290). | 55 |
| Figura 3.2: Perfil de deposición de potencia de la línea de transmisión QTL2. Los resultados se han obtenido modulando el ECRH a 5 kHz para dos valores del campo magnético central: $\Delta B_{\theta}/B_0 = 0\%$ en azul (calentamiento en el eje) y para $\Delta B_{\theta}/B_0 = 1\%$ en rojo (calentamiento fuera del eje). Los puntos experimentales se han ajustado mediante la suma de dos gaussianas. La potencia integrada para esos perfiles de deposición será de 50 kW en el caso de una absorción del 100%. | 56 |
| Figura 3.3: Perfil normalizado de deposición de potencia de la línea de transmisión QTL2 obtenido a partir de cálculos de trazado de rayos (rojo) y a partir de los experimentos de modulación de potencia del ECRH (azul). En los puntos experimentales se incluyen las barras de error. | 57 |
| Figura 3.4: Perfiles de deposición de Potencia de la línea de transmisión QTL2 medidas para tres frecuencias de modulación de la potencia: 10 kHz (verde), 5 kHz (rojo) y 0.5 kHz (azul). Se han incluido dos disparos para cada frecuencia para mostrar la reproducibilidad de los resultados. Las líneas continuas son los mejores ajustes a los puntos experimentales. | 58 |
| Figura 3.5: Perfil de deposición de potencia obtenido para la línea de transmisión QTL1 (azul) comparada con los resultados del trazado de rayos (rojo). | 59 |
| Figura 3.6: Evolución temporal de la temperatura electrónica para las diferentes posiciones radiales que mide el diagnóstico de ECE, durante un experimento de modulación de potencia del ECRH ($f_{mod} = 60$ Hz). | 62 |
| Figura 3.7: Dependencia radial de la amplitud de la perturbación de la T_e calculada (línea) y medida (círculos) a dos frecuencias de modulación del ECRH: (a) $f_{mod} = 60$ Hz (para tres descargas) y (b) 140 Hz (para dos descargas), con los valores de difusividad térmica obtenidas mediante un ajuste por mínimos cuadrados de los 4 canales más internos del diagnóstico de ECE: $\chi_e = 2.025$ m ² /s ($f_{mod} = 60$ Hz) y $\chi_e = 1.75$ m ² /s ($f_{mod} = 140$ Hz). | 63 |
| Figura 3.8: Dependencia radial del desfase temporal de la perturbación de la T_e calculada (línea continua) y medida (círculos) a dos frecuencias de modulación del ECRH: (a) 60 Hz y (b) 140 Hz asumiendo unos valores de la conductividad de $\chi_e = 2.025$ m ² /s y $\chi_e = 1.75$ m ² /s, respectivamente (obtenidas mediante un ajuste de mínimos cuadrados) | 64 |
| Figura 3.9: (a) Perfiles de deposición de potencia usados en las simulaciones, (b) amplitudes y (c) desfases temporales de las temperaturas electrónicas. Únicamente los perfiles de deposición con dos máximos pueden dar lugar a resultados cualitativamente similares a los experimentales. | 65 |

| | |
|--|-----------|
| <i>Figura 3.10: Perfiles de deposición de potencia (azul) y difusividad térmica (rojo) obtenidos usando el procedimiento de ajuste descrito en esta sección durante un experimento de encendido del ECRH. Los puntos experimentales del perfil de deposición de potencia obtenidos en los experimentos de modulación a alta frecuencia (círculos negros) se muestran para facilitar la comparación de los resultados</i> | <i>67</i> |
| <i>Figura 3.11: Perfiles de deposición de potencia y de conductividad térmica calculados para los dos ciclos de modulación de potencia indicados en la Figura 3.6.....</i> | <i>68</i> |
| <i>Figura 3.12: Perfiles de deposición de potencia estimados a partir del experimento de apagado para diferentes ángulos de polarización. El ángulo nominal corresponde a que la inyección sea toda en modo X, -25° corresponde a una fracción de 0.64 de potencia polarizada como modo X y -51° corresponde a 0.20 de la potencia como modo X.....</i> | <i>69</i> |
| <i>Figura 3.13: Desfases de las transformadas de Fourier de las señales del ECE para distintas frecuencias de modulación.....</i> | <i>71</i> |
| <i>Figura 3.14: Señales de densidad de línea promedio (azul) y de temperatura electrónica en el canal central del diagnóstico del ECE (rojo) para una descarga con modulación de potencia a 60 Hz.</i> | <i>72</i> |
| <i>Figura 3.15: Potencial del plasma (rojo) y temperatura electrónica (azul frente al tiempo).....</i> | <i>73</i> |
| <i>Figura 4.1: Perfiles de Temperatura electrónica (a) y de densidad (b) de plasmas ECRH del TJ-II. Los perfiles de densidad huecos son una clara indicación de bombeo hacia fuera. Los números de las gráficas indican diferentes descargas.</i> | <i>79</i> |
| <i>Figura 4.2: Trayectoria de las partículas en el espacio de momentos para $w=10$, $N_{ }=0.2$, $Y_s=1.1$, y dos valores del momento perpendicular: $u_{\perp}=0.2 u_0$ y $u_{\perp}=0.6 \cdot u_0$, donde $u_0 = (Y_s^2 - 1)^{1/2}$ es el momento resonante perpendicular para $u_{ } = 0$ para el índice de refracción paralelo principal. La condición resonante (en gris) se ha dibujado para el índice de refracción paralelo principal.</i> | <i>87</i> |
| <i>Figura 4.3: Lo mismo que en la Figura 4.2 pero para $Y_s=0.99$ (frecuencias “upshifted”, es decir mayores que la resonante).</i> | <i>88</i> |
| <i>Figura 4.4. Comparación de $F ^2$ (—) con $D ^2$ (- - -) multiplicado por un factor 100, para $w=10$, $N_{ } = 0.2$, $Y_s=1.1$ (frecuencias menores que la resonante “downshifted”) y para: (a) $u_{\perp} = 0.2u_0$ y (b) $u_{\perp} = 0.6u_0$ con $u_0 = (1 - Y_s^2)^{1/2}$. En la figura aparece además la condición resonante para el índice de refracción paralelo principal.</i> | <i>90</i> |
| <i>Figura 4.5: Lo mismo que en la Figura 4.4 (a) y (b) para $Y_s=0.99$, (frecuencias “upshifted”). El término estocástico en este caso está multiplicado por 1000.....</i> | <i>91</i> |
| <i>Figura 4.6: Cono de pérdidas en el espacio de momentos con el elipsoide de la resonancia, el ángulo de atrapamiento y una visión esquemática del flujo.</i> | <i>93</i> |
| <i>Figura 4.7: Flujo microscópico de partículas en el espacio de momentos a través del cono de pérdidas frente a $N_{ }$ e Y_s para $w=10 \text{ W/cm}^3$, $u_{\perp}=0.2 x u_0$ y $u_{ }=0.2 x u_0$, (con $u_0 = \sqrt{Y_s^2 - 1}$)</i> | <i>94</i> |
| <i>Figura 4.8: Flujo de partículas hacia afuera integrado radialmente como función de la energía.....</i> | <i>95</i> |
| <i>Figura 4.9: Flujo de partículas hacia fuera (azul) y su divergencia (rojo) para un dispositivo con parámetros similares a los del TJ-II ($R=1.5\text{m}$, $a=0.2\text{m}$, $T_0=1 \text{ keV}$ y $B=1 \text{ T}$, $w=10 \text{ W/cc}$).</i> | <i>96</i> |
| <i>Figura 4.10: Flujo de electrones inducido por el ECH y su divergencia.....</i> | <i>97</i> |
| <i>Figura 4.11: Evolución temporal del flujo y del campo eléctrico para $r=0.02\text{m}$. Las barras I, II y III están para guía de la figura siguiente.</i> | <i>98</i> |
| <i>Figura 4.12: Perfiles de flujo y de campo para los tiempos marcados como I, II y III en la Figura 4.11.....</i> | <i>98</i> |

Capítulo 1: Fusión y TJ-II.

Conceptos Previos

Desde sus inicios a mediados del siglo XX los experimentos de fusión nuclear han tenido como objetivo lograr una fuente de energía casi inagotable y con escaso impacto ambiental. Esta empresa se basa en conseguir extraer energía de las reacciones

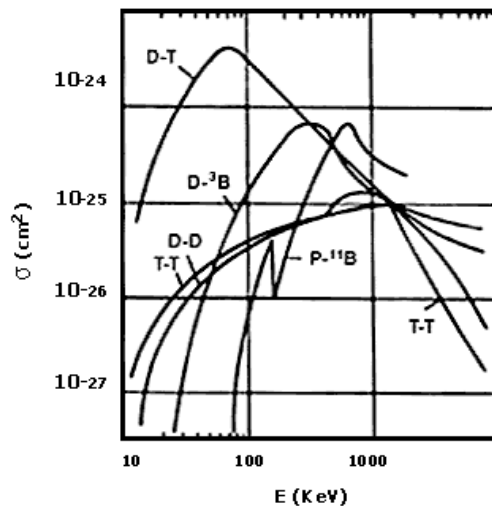


Figura 1.1: Secciones eficaces para distintas reacciones de fusión en función de la Energía de las partículas

nucleares de fusión. Para que estas reacciones ocurran los núcleos de las partículas que van a fusionarse deben acercarse lo suficiente como para que las fuerzas nucleares, de corto alcance, empiecen a actuar. Eso significa que sus energías tienen que ser lo suficientemente altas como para vencer las fuerzas de repulsión coulombianas. La reacción más fácil de conseguir (por la dependencia de la sección eficaz con la energía de los reactivos, ver Figura 1.1), es la de fusión de Deuterio con Tritio y la

temperatura necesaria para que dicha reacción pueda ocurrir es, típicamente, de unos 100 millones de grados. El problema inmediato que surge es cómo mantener y confinar la materia, que a esas temperaturas se encuentra en estado de plasma, durante un tiempo suficiente como para que se produzcan reacciones de fusión. Esta idea (temperatura y densidad suficientes durante suficiente tiempo) se expresa mediante el "criterio de Lawson": densidad \times Temperatura \times tiempo $>$ un cierto valor umbral ($5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \cdot \text{keV} \cdot \text{seg}$).

Desde un principio se han seguido principalmente dos aproximaciones para conseguir cumplir con el criterio de Lawson, dado que el confinamiento gravitatorio que se da en las estrellas es imposible de conseguir:

- Confinamiento magnético: consiste en confinar las partículas en un espacio reducido mediante campos magnéticos. Esto es posible gracias a que las partículas del plasma que queremos confinar están cargadas eléctricamente, lo que hace que el campo magnético sea capaz de ejercer una fuerza sobre ellas. En este sentido, el campo magnético es un sustituto del campo gravitatorio de las estrellas. Una de las formas más exitosas para el confinamiento son las "botellas" magnéticas en forma de toro. Con este sistema, el tiempo de confinamiento depende de la difusión de las partículas a través del campo magnético, la densidad del plasma es menor que la de la materia ordinaria (en estado sólido, líquido o gaseoso) y la Temperatura que se alcanza puede superar a la del Sol. El trabajo que se presenta en esta tesis se enmarca dentro de las investigaciones que se llevan realizando en este tipo de dispositivos desde hace más de 40 años.
- Confinamiento Inercial: Consiste en utilizar la presión que la radiación ejerce sobre la materia para comprimirla en un espacio lo más reducido posible, desencadenando así la reacción de fusión. La radiación requerida es muy potente y se genera mediante láseres, concentrando su potencia en un punto donde se encuentra una pequeña cápsula de combustible. Necesitaremos depositar en el blanco una energía del orden de $\approx 5\text{-}10 \text{ MJ}$ con una duración de pulso del haz iluminación de $\approx 10 \text{ ns}$ y, por lo tanto, la potencia en el haz emisor deberá ser del orden de 1000 TW con $10^{14} - 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Una vez iniciada la reacción de fusión, se deja explotar el combustible y se recoge la energía producida. En este caso, el tiempo de confinamiento está determinado por la inercia de la materia al expandirse después de la compresión, de ahí el nombre de 'inercial'. En este caso las

densidades de la materia llegan a ser muy superiores a la de la materia ordinaria, aunque el tiempo de confinamiento es muy pequeño. Este método es, por tanto, intrínsecamente pulsado.

1.1 Características Generales de los Dispositivos de Fusión por Confinamiento Magnético.

Como ya hemos comentado, en este método de confinamiento se utilizan campos magnéticos para mantener aislado el plasma de la vasija ya que las partículas cargadas que lo componen giran, en orden cero, en torno a las líneas de fuerza magnética sin abandonarlas. Existen varios tipos de dispositivos de fusión por confinamiento magnético pero los dos que mejores propiedades confinantes han mostrado son los Tokamaks y los Estelarátors (en este trabajo usaremos la transcripción “estelarátor” del vocablo inglés “stellarator”). Ambos consisten en cámaras de vacío toroidales en las cuales se introduce gas (hidrógeno fundamentalmente para experimentación) que se calienta hasta conseguir un plasma a temperaturas suficientemente elevadas para la fusión. Ambos dispositivos constan de una serie de bobinas externas que generan un campo magnético toroidal (B_T). Además, para que el plasma alcance un equilibrio estable, se debe añadir un campo magnético

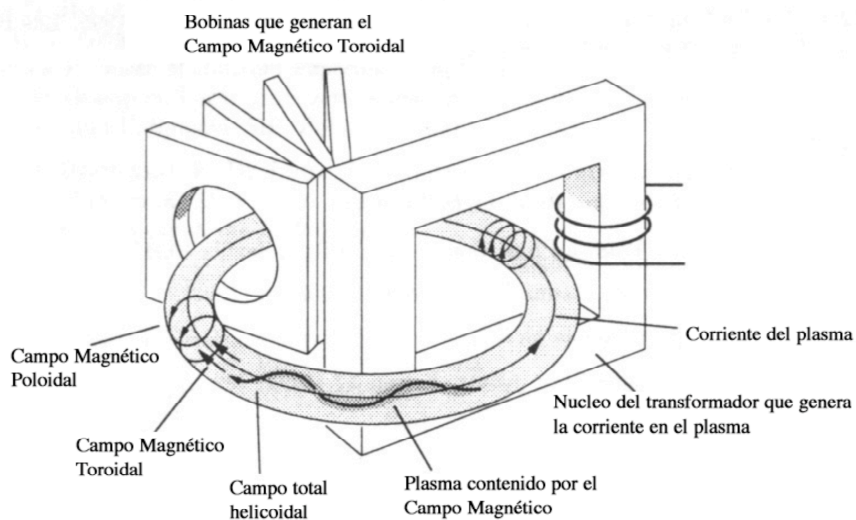


Figura 1.2 Representación esquemática de un Tokamak

poloidal (B_p) que en los tokamaks lo genera el propio plasma induciendo en él una fuerte corriente eléctrica (ver *Figura 1.2*) mientras que en los estelarátors se genera por medio de bobinas externas (ver *Figura 1.3*). En un tokamak, el campo toroidal es

mucho mayor que el poloidal, mientras que en estelarátore ambos pueden ser del mismo orden.

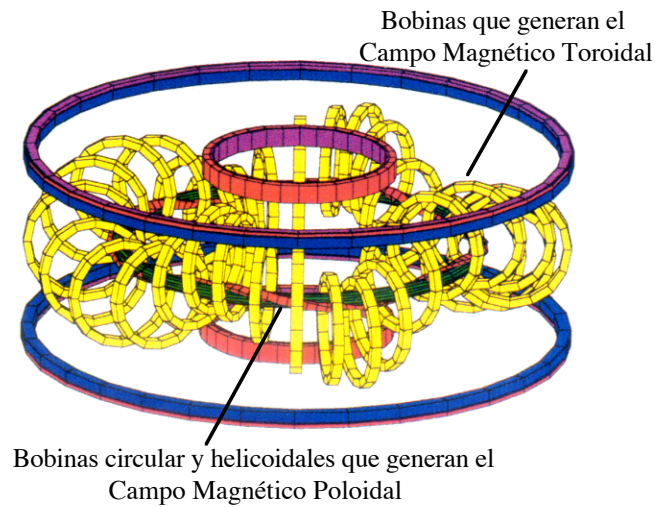


Figura 1.3: Representación esquemática del estelarátor TJ-II

Las líneas de campo magnético individuales, suma de las componentes toroidal y poloidal, forman líneas helicoidales que en su trayectoria generan las superficies magnéticas bidimensionales (ver *Figura 1.4*) salvo en los casos en que llenan ergódicamente una zona del espacio o que generan islas magnéticas. En el caso de que existan superficies magnéticas, la geometría resultante es isomorfa a un conjunto de toros anidados.

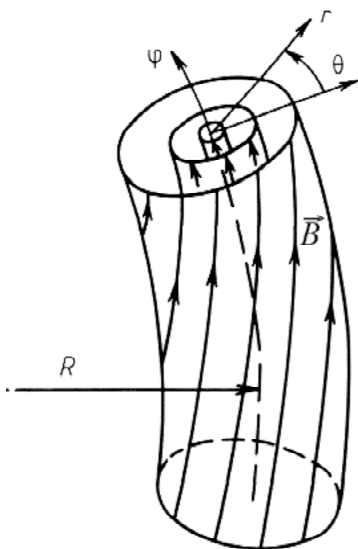


Figura 1.4 Líneas de campo magnético y coordenadas cilíndricas para un plasma circular

Algunos conceptos importantes para los dispositivos toroidales de confinamiento magnético, especialmente para los tokamaks y estelarátore, relacionados con los campos magnéticos son:

- La **transformada rotacional**, ι , que es la medida de cuánto giran poloidalmente las líneas de campo magnético al realizar un giro toroidal, y cuya expresión matemática es:

$$\frac{t}{2\pi} = \frac{1}{q} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_i \frac{\Delta\theta_i}{2\pi} \equiv \frac{\partial\xi}{\partial\phi} \quad (1.1)$$

donde $\Delta\theta_i$ es el ángulo poloidal que gira una línea de campo por cada vuelta toroidal y ξ y ϕ son los flujos magnéticos poloidal y toroidal respectivamente.

- El **pozo magnético**, W , que es una medida de la energía potencial contenida en el volumen comprendido entre dos superficies magnéticas anidadas. Es proporcional a la energía necesaria para aumentar o disminuir el tamaño del plasma y que se puede escribir como:

$$W = -\frac{\Delta U}{U} \quad (1.2)$$

$$U = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \int_N \frac{dl}{B}$$

- La **beta**, β , que es la relación entre la presión cinética y la presión magnética. Da la capacidad de confinar del dispositivo y queremos que sea cuanto más alta mejor. Este parámetro es clave para la estabilidad del plasma y para la conservación de la topología

$$\beta = \frac{P}{\mu_0 B^2} \quad (1.3)$$

- La ecuación de movimiento de una partícula cargada en presencia de un campo magnético (expresión (1.4)) que nos indica que idealmente las partículas del plasma describen hélices en torno a las líneas magnéticas sin abandonar las superficies magnéticas que generan dichas líneas.

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B} = \vec{v} \times \vec{\omega}_c \quad (1.4)$$

El movimiento helicoidal a lo largo de la línea magnética tendrá una frecuencia de ω_c , siendo $\omega_c = qB/m$ la frecuencia ciclotrónica, y el radio de giro, llamado radio de Larmor, vendrá dado por la expresión $r = mvc/eB$.

Las colisiones van a perturbar ese movimiento regular de manera que al cabo de un tiempo del orden de τ (tiempo característico entre colisiones) la partícula empezará a describir un nuevo movimiento helicoidal en torno a otra línea magnética

produciéndose así un transporte neto de partículas en dirección perpendicular a las superficies magnéticas. Según este modelo tan simple, el tiempo de confinamiento de la energía en el plasma, τ_E , de un dispositivo de fusión dependerá únicamente de dicho transporte perpendicular a las superficies magnéticas. En el caso de los plasmas de fusión, con campos magnéticos suficientemente elevados en los que $\omega_c \tau \gg 1$, (siendo l la distancia media recorrida por la partícula entre colisiones, que vendrá dada por $l = v \cdot \tau$ donde $v \approx (2T/m)^{1/2}$ es la velocidad térmica de las partículas), una partícula describirá en promedio muchas vueltas entre colisiones ($r \ll l$). En estas condiciones el campo magnético tendrá un fuerte efecto en las propiedades del transporte en dirección perpendicular al campo magnético mientras que en la dirección del campo la partícula se moverá libremente. Es decir, que el campo magnético no afectará al flujo longitudinal y sus coeficientes de transporte serán los mismos que para flujos en una dirección arbitraria con $B=0$. Esta fuerte anisotropía en el transporte implica que cada superficie magnética es una superficie de temperatura, densidad y, por tanto, presión constante. Aunque en realidad hay veces en las que esto no es así, en los casos en los que sí ocurre, todos esos parámetros pueden promediarse sobre cada superficie, reduciendo así la dimensión espacial del transporte.

1.2 Análisis de Transporte en los Dispositivos de Fusión

El modelo de transporte de partículas y calor que acabamos de presentar en la sección anterior, con partículas moviéndose en un campo magnético uniforme y colisiones entre las partículas que hacen que éstas se muevan de una superficie a otra originando un transporte difusivo radial es demasiado simple. Una de las áreas principales dentro de la investigación en el campo de la fusión es la comprensión del transporte del plasma sujeto al campo magnético, ya que es el transporte de partículas y energía lo que degrada el confinamiento y supone un factor limitante para la rentabilidad de la fusión como fuente de energía. Es necesario especificar cómo y por qué el calor y las partículas del plasma se mueven desde el centro hacia fuera del dispositivo de fusión. Muchas de sus características carecen de explicación teórica hasta la fecha y es por ello que en todos los dispositivos de fusión se llevan a cabo estudios de transporte.

Si consideramos una partícula moviéndose en un campo magnético observamos que siempre va a haber transporte perpendicular a dicho campo confinante. Incluso en un plasma perfectamente estable y en reposo existen fluctuaciones térmicas que darán lugar a que, por colisiones, las partículas pasen de

una superficie magnética a otra. A este tipo de transporte se le llama colisional y los efectos de estas fluctuaciones se describen a través de un operador de colisiones en la ecuación de Fokker-Planck. En un plasma como el de fusión que está altamente ionizado, y por lo tanto formado por partículas cargadas, las colisiones serán coulombianas. La difusión dependerá de la frecuencia de las colisiones, que en este caso decrece con el inverso de la velocidad de la partícula al cubo. Por otro lado, existen evidencias experimentales de procesos de transporte que se denominan ‘anómalos’ ya que son debidos a procesos distintos a colisiones entre partículas (p.e. turbulencias microscópicas del plasma), y que pueden llegar a ser los procesos dominantes de transporte en el plasma. Teniendo en cuenta lo anterior se han desarrollado distintos modelos de transporte en un plasma:

Modelos de Transporte Clásico y Neoclásico: ambos son transportes colisionales. El transporte clásico describe el transporte como colisiones en un campo magnético uniforme. Las colisiones dispersan las partículas hacia las líneas magnéticas cercanas causando así el transporte de partículas y energía. En este caso, como en el neoclásico, el transporte se describe por un conjunto de ecuaciones de continuidad.

El transporte neoclásico considera los campos magnéticos reales, que no son uniformes sino que tienen gradientes y curvaturas espaciales dando lugar a derivas de las partículas. Para sistemas axisimétricos las órbitas son cerradas y por tanto no hay transporte neto, pero las colisiones pueden interactuar con las derivas y producir lo que se llama ‘transporte neoclásico’, el cual es generalmente mucho mayor que el clásico ya que la anchura típica de las órbitas será mayor que el radio de Larmor. Las teorías clásica y neoclásica describen el transporte en términos de fuerzas termodinámicas y flujos promediados sobre las superficies de flujo, lo que implica que sólo permanece en el problema una coordenada espacial. Según este esquema el transporte vendrá representado por una serie de ecuaciones de continuidad acopladas:

$$\begin{pmatrix} \Gamma_{\perp} \\ q_{\perp}^e/n_e \\ q_{\perp}^i/n_i \\ j_{\parallel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D & ? & ? & W \\ ? & \chi_e & ? & ? \\ ? & ? & \chi_i & ? \\ B & ? & ? & \sigma_{\parallel} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nabla_{\perp} n \\ \nabla_{\perp} T_e \\ \nabla_{\perp} T_i \\ E_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

Donde ‘e’ se refiere a electrón e ‘i’ a ión, \parallel y \perp se refieren a direcciones paralela y perpendicular al campo magnético, Γ flujo de partículas, q flujo de calor, j densidad de corriente, D difusividad de las partículas, χ coeficiente de difusión de calor y σ conductividad eléctrica. W (‘Ware pinch’) y B (corriente de Bootstrap) son los términos

de fuera de la diagonal mejor conocidos, pero la teoría neoclásica da expresiones para todos los coeficientes de la matriz.

Modelo de Transporte Anómalo: muchas características de los experimentos no pueden ser explicados por ninguno de los dos modelos anteriores. Se han propuesto diferentes modelos para explicar el transporte anómalo, pero aún continúa siendo un problema sin resolver desde el punto de vista teórico. Existen al menos dos mecanismos posibles (aparte de las colisiones) por los cuales puede haber transporte perpendicular a las líneas de campo de partículas y energía y que, lejos de ser excluyentes, pueden aparecer simultáneamente:

- Turbulencias debidas a micro inestabilidades que causan fluctuaciones en los campos eléctricos y magnéticos y por lo tanto nuevos términos de derivas que darán un transporte neto radial
- Campos magnéticos estocásticos

Este tipo de fenómenos pueden dar lugar a transporte no difusivo. En este caso, la propagación de las perturbaciones no se realizará según el modelo difusivo en el que el espacio recorrido es proporcional a la raíz del tiempo, sino que se observan fenómenos de propagación más rápida. En particular, los flujos pueden no ser lineales con las fuerzas termodinámicas y la ecuación (1.5) puede no cumplirse. De hecho, a lo largo de esta memoria se presentarán fenómenos de estas características tanto en el transporte de energía como en el de partículas. En la referencia [1] se puede encontrar un modelo sencillo de transporte no difusivo. Otra cuestión a considerar es que la expresión matricial (1.5) que relaciona los flujos con los gradientes es sólo válida para sistemas separados levemente del equilibrio, cosa que puede no cumplirse en un plasma, ya que es un sistema abierto y que puede situarse lejos del equilibrio.

1.2.1. Análisis de Transporte Estacionarios y Perturbativos.

Históricamente los estudios de transporte se han iniciado con la determinación de las cantidades globales del plasma como son: el tiempo de confinamiento de la energía, τ_E , que es el tiempo que una cantidad dada de energía permanece en el sistema ($\tau_E = W/P$) y el tiempo de confinamiento de las partículas, τ_p , que es el tiempo medio que una partícula está en el plasma antes de que se pierda ($\tau_p = N/S$) y que son parámetros accesibles experimentalmente. Esto ha conducido a unas leyes de escala para el confinamiento global que expresan τ_E en términos de los parámetros de diseño

del dispositivo y cantidades como el campo magnético o la densidad y que han sido bastante útiles en la predicción del comportamiento de nuevos dispositivos de fusión a pesar de no estar basados en un conocimiento preciso de los mecanismos de transporte. Las teorías del transporte que se han elaborado hasta ahora son sólo compatibles con algunas leyes de escala mientras que un modelo correcto debería dar cuenta de todas ellas. En el TJ-II se han realizado estudios que han permitido obtener leyes de escala con pared metálica así como con pared boronizada [2].

En los años 80, con la llegada de dispositivos de fusión de mayor tamaño y de mejores diagnósticos, fue posible empezar a hacer estudios de transporte locales, que se realizaron sobre todo en condiciones estacionarias. En estos estudios se evalúa un flujo estacionario (por ejemplo el de calor) y el gradiente de su variable termodinámica conjugada (la temperatura en el caso del calor) y de la razón entre ambos se obtiene el coeficiente de transporte de calor efectivo (ecuación (1.6), ver la *Figura 1.5*).

$$\chi_e^{est}(r) = \frac{-q_e(r)}{n_e(r)\nabla T_e(r)} \quad (1.6)$$

con q el flujo de calor, n la densidad, T la temperatura y χ la difusividad térmica.

Pero hay varias razones que indican que esta aproximación es demasiado simple. Una es que los flujos pueden depender de otros gradientes aparte del conjugado, otra es que no está claro que la relación entre los flujos y los gradientes sea lineal y, de hecho, si los procesos turbulentos tienen importancia en el transporte los flujos serán funciones de diversos gradientes, el conjugado, el que gobierna la turbulencia y otro no lineal que gobernará la saturación del nivel de turbulencias. Y, finalmente puede haber contribuciones no locales al transporte. Cada una de esas complicaciones viola las condiciones básicas de los análisis de transporte en base a fenómenos difusivos con coeficientes de transporte efectivos y puede conducir a que éstos den resultados erróneos.

Los análisis perturbativos de transporte, en los que se mide la respuesta del plasma a una perturbación, son experimentalmente más difíciles de llevar a cabo, pero son menos dados a ambigüedades en sus resultados. En este caso lo que se hace es aplicar una pequeña perturbación al plasma en estado estacionario con lo que resultará posible separar por un lado la respuesta a variaciones de distintos gradientes, y por otro las contribuciones al transporte difusivas y convectivas. En este caso la difusividad de calor incremental viene definida por la ecuación (1.7) (ver la *Figura 1.5*):

$$\chi_e^{inc}(r) = \frac{-\partial q_e(r)}{n_e \partial \nabla T_e(r)} \quad (1.7)$$

Diferencias esenciales entre los estudios transitorios y en estado estacionario son, entre otros, que:

- Los parámetros del plasma y sus gradientes, como por ejemplo la temperatura y el gradiente de temperatura, pueden variarse independientemente uno de otro.
- Se pueden enfatizar diferentes términos de la ecuación de transporte escogiendo adecuadamente las constantes de tiempo de la perturbación en función de los procesos de transporte relevantes.

En cuanto al análisis de los resultados y a los diagnósticos utilizados también hay unas diferencias importantes entre los estudios de transporte perturbativos y los de estado estacionario. En el análisis de la respuesta del plasma a una perturbación, la información está contenida en el comportamiento temporal de las cantidades como la densidad y la temperatura por lo que, en principio, no es necesaria una calibración absoluta de los diagnósticos sino únicamente una buena resolución espacial y temporal. En contraposición, en los análisis del estado estacionario no se requiere resolución temporal, pero la calibración absoluta es esencial. Igualmente, el análisis de los datos de estado estacionario utiliza métodos que le permitan obtener buenas

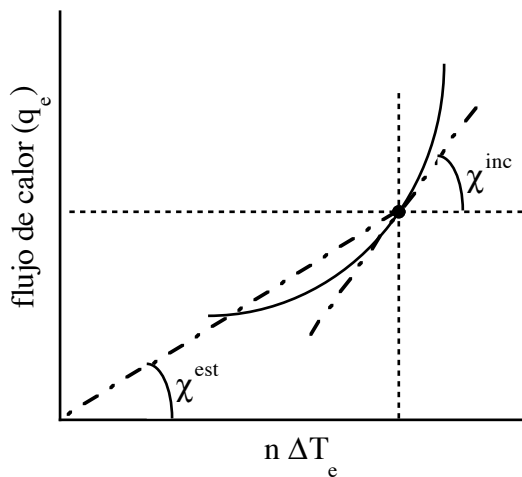


Figura 1.5: Ilustración de la diferencia entre la evaluación de la conductividad térmica en estado estacionario o por métodos perturbativos

estimaciones de las dependencias espaciales mientras que en el análisis de los experimentos perturbativos se utilizan métodos como transformadas de Fourier o Laplace que optimizan la extracción de la información temporal de los datos. En la *Figura 1.5* puede verse gráficamente la diferencia entre los resultados obtenidos por medio de análisis en estado estacionario y los obtenidos mediante experimentos perturbativos .

Como ya hemos comentado, el análisis de los experimentos de

transporte se ve obstaculizado por la ausencia de un principio teórico director ya que, aunque hay numerosos modelos de transporte (clásico, neoclásico, anómalo), éstos fallan a menudo a la hora de interpretar de manera consistente los resultados experimentales. En esta situación, lo mejor que se puede hacer es tratar de caracterizar la relación entre los flujos y los gradientes con el menor número de parámetros posible. Suponiendo que localmente la relación entre flujos y gradientes es biunívoca y lineal, ésta se puede escribir como:

$$\boldsymbol{\phi} = \mathbf{M}\nabla\mathbf{u} \quad (1.8)$$

donde los vectores $\boldsymbol{\phi} = (\phi_1, \dots, \phi_n)$ y $\mathbf{u} = (u_1, \dots, u_n)$ que denotan respectivamente los flujos (de partículas, calor llevado por los electrones o los iones, densidad de corriente,...) y los parámetros del plasma (densidad, temperaturas electrónicas e iónicas, campo eléctrico,...) están unidos por la matriz de los coeficientes de transporte \mathbf{M} (que es una matriz simétrica si los flujos y gradientes se expresan en el sistema de referencia apropiado). Esta expresión resulta del principio de Onsager que liga los flujos a las fuerzas termodinámicas que los crean, los gradientes, en sistemas que se apartan poco del equilibrio. Este principio, que está en la base de muchas de las teorías de transporte, nos da un marco natural para la interpretación de los resultados experimentales. Cabe resaltar aquí que prácticamente cualquier modelo de transporte, empezando por el neoclásico, predice la existencia de elementos no diagonales de la matriz de coeficientes con valores no despreciables, como por ejemplo W (constricción de 'Ware') que relaciona el flujo perpendicular de partículas con el gradiente paralelo del potencial electrostático (campo eléctrico paralelo) y B (corriente de 'Bootstrap') que relaciona la corriente eléctrica con el gradiente de densidad. Este hecho, junto con otros como que la turbulencia pueda ser importante en el transporte y dar lugar a no linealidades o que pueda haber contribuciones no locales al transporte, puede conducir, como ya dijimos, a que los estudios de transporte en estado estacionario conduzcan a resultados erróneos. Los análisis perturbativos de transporte [3], en los cuales se estudia la respuesta dinámica del plasma a una perturbación de su estado estacionario, permiten en principio introducir dependencias más complejas entre los flujos y las magnitudes del plasma, siempre que se disponga de suficientes datos para calcular todas las variables introducidas.

1.3 Descripción del Estelarátor TJ-II

El TJ-II (Figura 1.6) es un dispositivo de fusión 'Estelarátor' tipo 'heliac', es decir, su configuración magnética se genera completamente mediante bobinas externas y su eje magnético es helicoidal. Sus parámetros de diseño principales son: un radio mayor (R) de 1,5 m, un radio menor (a) menor que 0,21 m y un campo magnético en el eje (B_0) menor o igual que 1,2 T.

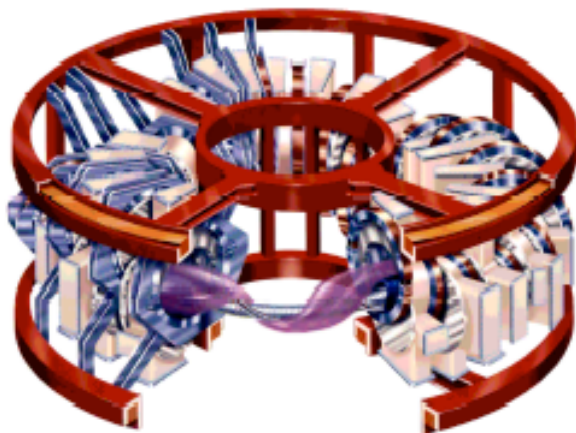


Figura 1.6 Visión artística del TJ-II. La Figura 1.3 muestra un esquema más detallado de las bobinas del TJ-II

mayor (R) de 1,5 m, un radio menor (a) menor que 0,21 m y un campo magnético en el eje (B_0) menor o igual que 1,2 T. Su eje magnético está alabeado, describe una hélice de cuatro periodos y los cortes toroidales de las superficies magnéticas tienen forma de "judía", como se puede ver en la Figura 1.7. Su característica principal es que tiene un

alto grado de flexibilidad que permite controlar, de forma casi independiente, el perfil de transformada rotacional y el pozo magnético a lo largo del radio del plasma. El TJ-II fue construido en CIEMAT (Madrid) entre 1991 y 1997, y entró en operación en diciembre de 1997.

Dada su condición de estelarátor, en el TJ-II la trampa magnética se obtiene mediante varios conjuntos de bobinas que configuran totalmente las superficies magnéticas antes de generar el plasma. Un conjunto de 32 bobinas circulares configuran el campo toroidal. El giro tridimensional del eje magnético (la línea central de la configuración) se genera mediante dos bobinas centrales: una circular y otra helicoidal. Y la posición horizontal del plasma se controla mediante las bobinas de campo vertical. La acción conjunta de estos campos magnéticos genera las superficies magnéticas, que como se ha dicho tienen forma de "judía". El del TJ-II es el ejemplo típico de un campo magnético totalmente tridimensional. La geometría de la máquina es muy complicada y se puede dividir en cuatro periodos (denominados A, B, C y D) en los cuales se repite la forma y posición del plasma debido a la periodicidad. Además, la simetría de Estelarátor hace que cada periodo esté compuesto por dos octantes con simetría de punto.

Su gran flexibilidad, debida a que se pueden variar de forma independiente la corriente por los dos conductores centrales, permite hacer barridos en configuraciones

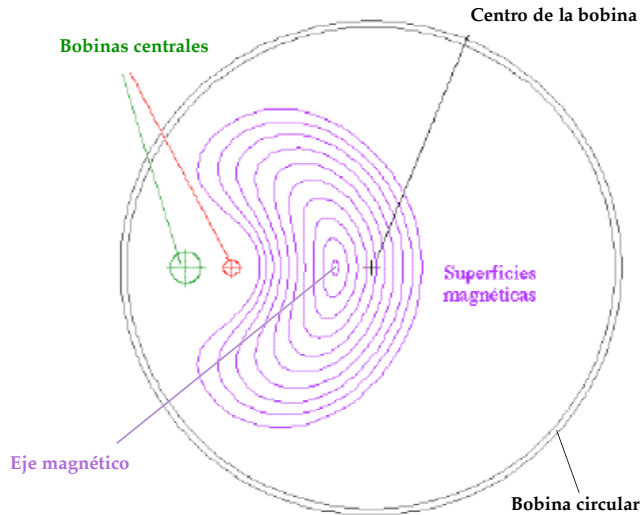


Figura 1.7 Superficies magnéticas del TJ-II

magnéticas con valores de la transformada rotacional entre 0.9 y 2.5, o del pozo magnético entre -1% y 6%.

Hasta ahora, el método utilizado para calentar el plasma ha sido el ECH (Electron Cyclotron Heating), del que han llegado a inyectarse 600 KW en el plasma, mediante dos líneas de transmisión de diferentes

densidades de potencia (1 y 15 W/cm³) y diferentes orientaciones de lanzamiento (poloidal y toroidal). En la actualidad se está poniendo en marcha un segundo sistema de calentamiento, el NBI (Neutral Beam Injection), del que se inyectarán algo menos de 2 MW en la cámara del TJ-II. Los cálculos teóricos predicen que con toda la potencia de calentamiento disponible, se podrán alcanzar valores de β próximos al 6% [4] en el centro del plasma.

1.3.1. Sistema de Calentamiento por ECRH

Como ya se ha mencionado, para iniciar y mantener las reacciones de fusión es necesario calentar el plasma. Uno de los métodos de calentamiento es la inyección de ondas electromagnéticas a la frecuencia ciclotrónica electrónica o sus armónicos (ECRH son las siglas de su expresión en inglés: Electron Cyclotron Resonance Heating) que, como se indicó en el la sección 1.1 , es la frecuencia de giro de los electrones en un campo magnético y que viene dada por $f = |q|B/(2\pi m_e)$. De esa expresión obtenemos que para un campo magnético de 1 Tesla la frecuencia electrónica ciclotrónica es de 28 GHz.

El sistema ECRH del TJ-II consiste en dos girotrones que emiten microondas a la frecuencia de 53.2 GHz, el segundo armónico de la frecuencia de resonancia electrón-ciclotrón para nuestros parámetros, polarizadas en modo X. Cada girotrón suministra 300 KW nominales de potencia de microondas durante un pulso de 1 segundo de duración. Los dos son tubos de tipo triodo, con un convertidor que produce haces de ondas gaussianos de una pureza del 96 %.

Los dos girotrones están acoplados al plasma a través de dos líneas de transmisión quasi-ópticas [5]. En la *Figura 1.8* puede verse un esquema de las características y posiciones de ambas líneas. La primera, QTL1, tiene 8 espejos y una dirección fija de inyección que permite inyectar potencia perpendicularmente al eje magnético. Las pérdidas para esta línea son aproximadamente del 12%, la anchura del haz en el eje magnético del plasma es de aproximadamente 50mm, y la densidad de potencia absorbida está en torno a 1 W/cm^3 . La segunda línea de transmisión, QTL2, tiene 10 espejos, de los cuales uno está situado en el interior de la cámara de vacío del TJ-II y se puede mover tanto en ángulo poloidal como toroidal, con lo que se puede variar el ángulo de inyección de potencia. Esto permite realizar experimentos de generación de corriente en el plasma [6] y modificar la posición de calentamiento, bien central o fuera de eje. Debido a este último espejo el haz puede enfocarse al centro del plasma y su diámetro en el contorno más estrecho es de 9.5 mm lo que da como resultado que la densidad de potencia absorbida por el plasma para QTL2 sea mucho

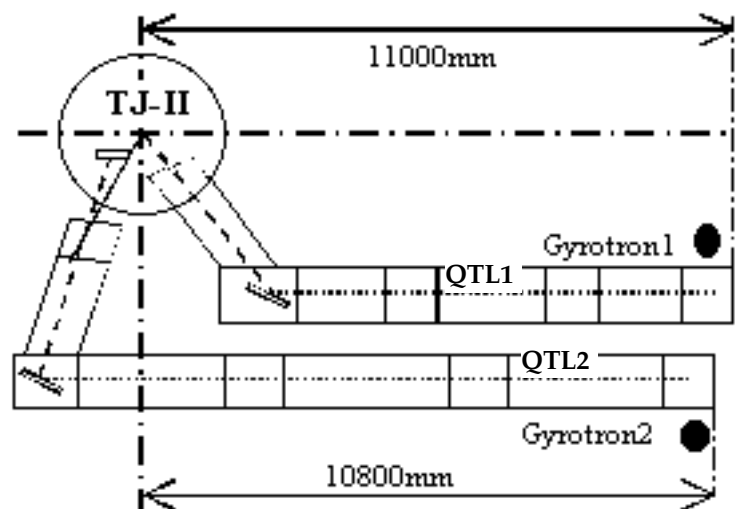


Figura 1.8: Representación esquemática de las características y posiciones de las dos líneas de transmisión del TJ-II. QTL1 Corresponde al girotrón 1 y QTL2 al girotrón 2.

mayor que para la otra línea [7], siendo la densidad de potencia absorbida de unos 15 W/cm^3 . Las pérdidas totales del haz a lo largo de esta línea, viñeteado por los espejos que atraviesa en su recorrido, son del 14 %. Actualmente la línea QTL1 ha sido sustituida por una equivalente a la QTL2 y con sus mismas características, pero los experimentos cuyos resultados se estudian en este trabajo se realizaron con la configuración antigua de la línea QTL1. De ahora en adelante, con QTL1 nos referiremos a la línea antigua, la aquí descrita, salvo que indiquemos lo contrario.

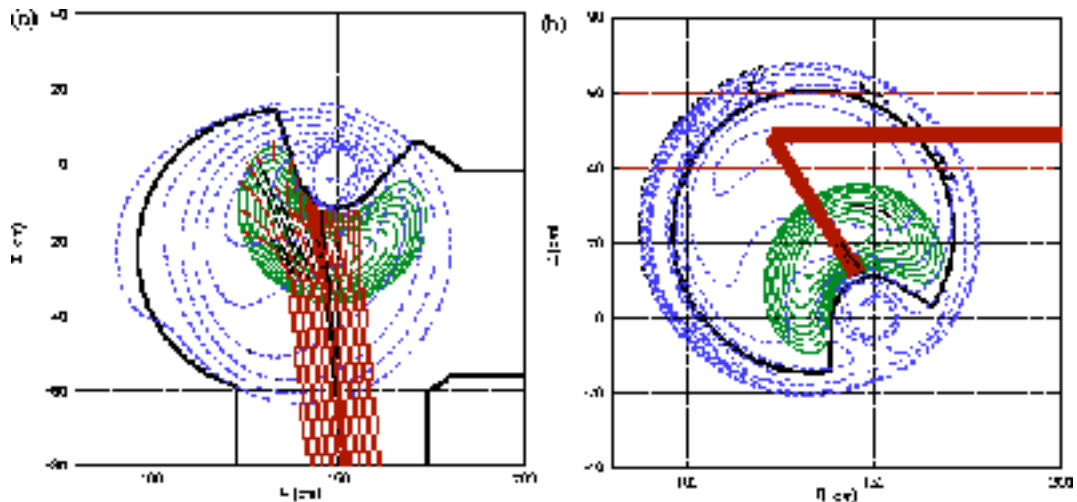


Figura 1.9 Estimación de las trayectorias dentro del TJ-II de los haces de microondas. Ésta se ha realizado usando las técnicas de trazado de rayos. La figura (a) muestra la línea QTL1 mientras que la figura (b) es para la línea QTL2. En esta última puede apreciarse el espejo al final de la misma. En las figuras, además, se aprecia la cámara de vacío (línea continua gruesa), las superficies de campo magnético constante (líneas punteadas) y las superficies magnéticas (líneas continuas con forma de judía).

La Figura 1.9 muestra las trayectorias de ambos haces dentro del plasma [8], estimadas usando técnicas de óptica geométrica. El lanzamiento se realiza desde el lado de bajo campo en una posición en la cual el gradiente de campo es moderado. En dicha figura puede verse cómo uno de los haces es más estrecho que el otro y que sufre una última reflexión dentro de la cámara de vacío con un espejo que no aparece representado en la figura. La Figura 1.10 muestra el perfil del campo magnético, los perfiles típicos de densidad y temperatura que ven los rayos de QTL2 y el coeficiente de absorción estimado usando la aproximación WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin).

El uso del ECRH como método de calentamiento nos va a permitir llevar a cabo experimentos perturbativos para medir el coeficiente de difusión de calor de los electrones, así como para medir el perfil de deposición de potencia. Estos experimentos van a consistir en la generación de una pequeña perturbación en la temperatura

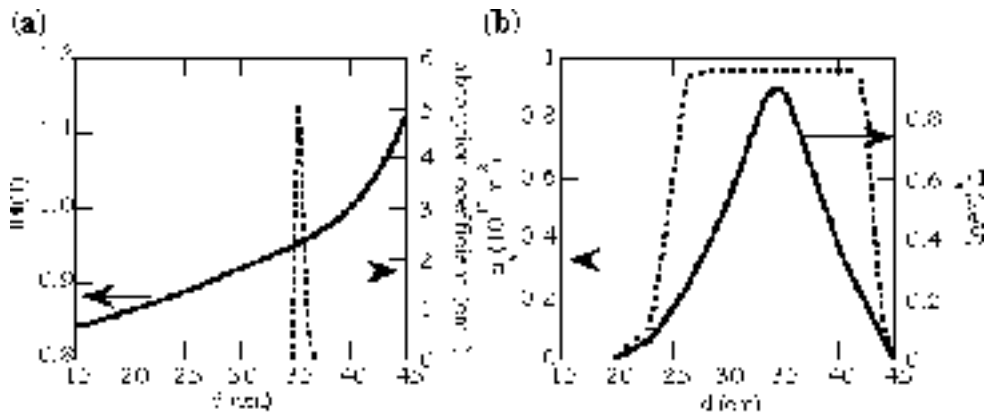


Figura 1.10: La figura (a) muestra el perfil de campo magnético (línea continua) y el coeficiente de absorción (línea punteada) estimado usando la aproximación WKB. En la figura (b) están representados un perfil de densidad (línea punteada) y de temperatura (línea continua) a lo largo de la trayectoria del rayo central del haz de microondas. La coordenada espacial en ambas figuras es la distancia a lo largo del haz de microondas de la línea de transmisión QTL2

electrónica y estudiar su propagación radial a través del plasma, para obtener el coeficiente de difusión; o estudiar la variación local de la temperatura, para obtener el perfil de deposición de potencia. Esa perturbación se puede producir de forma localizada y controlada modulando un porcentaje de la potencia inyectada por uno de los girotrones. Si la perturbación es lo suficientemente pequeña alrededor del equilibrio podemos linealizar la ecuación de transporte y obtener la ecuación para el transporte de la perturbación desacoplada de variaciones de la densidad, que en primera aproximación no va a variar.

1.4 Diagnósticos Utilizados en los Experimentos cuyos Resultados se Presentan en esta Memoria.

Para poder determinar las propiedades del confinamiento de los dispositivos de fusión y profundizar en el entendimiento del transporte de partículas y energía del plasma debemos ser capaces de determinar el mayor número de magnitudes físicas (temperaturas electrónica e iónica, densidades, radiación emitida, corrientes,...) y, a ser posible, deberíamos poder determinarlas con resolución espacial, ya que no son uniformes, y con resolución temporal, ya que las magnitudes del plasma evolucionan a lo largo de los experimentos y, muchas veces, el análisis de procesos perturbativos nos permitirá obtener información adicional a los análisis en estado estacionario.

Como ya hemos comentado, en el TJ-II la configuración magnética se genera completamente a partir de las corrientes de las bobinas. Esto presenta una serie de

ventajas de cara a los diagnósticos, como por ejemplo que la configuración magnética se puede medir en vacío y que la geometría magnética presentará sólo pequeñas variaciones debido a la presencia del plasma. Por otro lado, la estructura helicoidal del TJ-II con la presencia del conductor central presenta la desventaja de hacer difícil el acceso al mismo desde la parte de alto campo (zona más cercana al conductor central) y, por ejemplo, hace muy difícil la instalación de bobinas que tienen que abarcar la columna de plasma sin abarcar también el conductor central (Rogowski, loop diamagnético...). Además, la estructura toroidal es fuertemente no simétrica lo que hace que algunas magnitudes (por ejemplo las pérdidas por radiación que miden los bolómetros) no sean toroidalmente homogéneas y haya que medirlas en varias posiciones.

Por otro lado, la calidad de las superficies magnéticas en un estelarátor depende mucho de la precisión con que se han colocado las bobinas magnéticas y se puede perturbar si existen materiales de alta permeabilidad magnética en el entorno. Por ello, todos los sistemas auxiliares y, en particular los diagnósticos, han de diseñarse con materiales de baja permeabilidad (habitualmente acero 306 o 316 LN) y evitando la formación de lazos que puedan actuar como espiras.

Finalmente, el uso del ECRH como método de calentamiento implica la necesidad de proteger con filtros adecuados a los sistemas que miden en el rango de microondas (Interferometría, Reflectometría, Emisión Ciclotrónica ECE...)

Por todo lo dicho anteriormente y por las características propias del plasma, resulta claro que las medidas en los dispositivos de fusión se realizan en unas condiciones de especial dificultad: alta temperatura del plasma (sólo se pueden introducir algunas sondas en el borde), entorno hostil electromagnético (ruido electromagnético) y, en nuestro caso, dificultad de acceso desde alto campo (debido a la geometría de la cámara de vacío y de los sistemas de bobinas). En estas condiciones, aprovechamos todas las posibles interacciones del plasma con la radiación electromagnética (desde la radiofrecuencia a los rayos X duros) y con las partículas para obtener señales que nos proporcionen información sobre los procesos físicos que ocurren en el plasma. Los diagnósticos van a estar basados por lo tanto en:

- La observación de la radiación electromagnética que emite el plasma: *espectroscopia, ECE, bobinas magnéticas, bolometría, rayos X, rayos X duros.*
- El lanzamiento de haces (láser, microondas) y la observación de sus propiedades a la salida bien de la radiación que atraviesa el plasma, de

la que se refleja o de la que se dispersa: *interferometría, reflectometría, Esparcimiento Thomson*

- La observación de las partículas emitidas por el plasma: *átomos neutros, partículas alfa, neutrones (estos dos últimos serán de utilidad en los reactores).*
- El lanzamiento de haces de átomos o iones al plasma y la medición de sus propiedades a la salida (*HIBP*) o de la luz emitida por ellos (*haces de Helio, Litio*).
- El uso de sondas en las zonas donde las temperaturas son más moderadas: *sondas de Langmuir en el borde.*

Dado que los sistemas de medida abarcan un amplio rango de técnicas, es habitual que una misma magnitud pueda ser determinada utilizando varios diagnósticos diferentes. En el TJ-II hay actualmente instalados más de 30 diagnósticos. A continuación se describen brevemente aquéllos cuyas medidas se han utilizado en los análisis de transporte que se presentarán a lo largo de esta memoria.

1.4.1. Interferometría

La interferometría se basa en la variación de fase que sufre un haz de radiación electromagnética que atraviesa la columna de plasma como consecuencia de los cambios en el índice de refracción que modifican el camino óptico. Un interferómetro consta de un haz láser o de microondas que se divide en dos: una parte viaja por el exterior de la cámara de vacío y la otra atraviesa el plasma y se encuentra con la primera a la salida. El fenómeno de interferencia que se produce debido a la diferencia de caminos ópticos recorridos nos permite medir el índice de refracción del plasma. Cuando la onda que se propaga por el plasma está polarizada con su campo eléctrico en la misma dirección que el campo magnético del plasma (polarización en modo ordinario), el índice de refracción sólo depende de la densidad del plasma y de la propia frecuencia de la onda. En estas condiciones, el desfase que experimenta la onda de diagnosis proporciona una medida del valor medio de la densidad electrónica a lo largo de la línea de observación. Para obtener el perfil espacial es necesario utilizar un sistema multicanal (utilizando diferentes líneas de visión) y realizar una inversión tomográfica, suponiendo la densidad constante en cada superficie magnética. En este caso, la resolución espacial de la medida depende del número de líneas de visión de que se disponga, lo cual dependerá de la mayor o menor dificultad de acceso a la cámara de vacío.

Las longitudes de onda utilizadas varían entre los 2 mm y los 10 μm y la elección de la longitud de onda viene gobernada por dos efectos: por un lado, la refracción que experimenta la onda en su recorrido por el plasma (aumenta con λ^2) impone un límite superior a la λ utilizada y, por otro lado, variaciones en el camino óptico producidas por vibraciones mecánicas en los componentes ópticos del sistema (crecen como $1/\lambda$) imponen un límite inferior.

El TJ-II dispone de un Interferómetro de microondas a 140 GHz, que se usa para densidades bajas y un sistema de infrarrojo (basado en un láser de CO_2 , con una longitud de onda de 10 micras) para medir con densidades altas, por ejemplo durante la operación con los NBI ya que las microondas se desvían mucho y llegan a reflejarse si la densidad es alta.

1.4.2. Reflectometría de Microondas

Básicamente la reflectometría de microondas consiste en lanzar ondas electromagnéticas de diferentes frecuencias al plasma, éstas se reflejan en diferentes posiciones si la densidad es suficientemente alta (allí donde el índice de refracción se hace cero) y son recogidas a la salida del mismo. Por lo tanto, estamos utilizando la capa de densidad crítica del plasma como reflector a la frecuencia correspondiente. La frecuencia de la onda de diagnóstico fija la densidad electrónica en el punto donde se ha producido la reflexión y a partir de la variación de fase que sufre la onda en su recorrido se puede determinar la posición en la que se encuentra la capa reflectora, lo que permite obtener el perfil radial de densidad electrónica. El reflectómetro es capaz de proporcionar información local sobre la densidad electrónica y sus fluctuaciones [9] aunque en los casos de perfiles de densidad planos o huecos sólo podrá darnos información hasta el radio donde se sitúe el máximo de la densidad.

Para los dispositivos de fusión que están actualmente en operación el rango de frecuencias utilizado en reflectometría se sitúa entre 10 y 100 GHz. Como ventajas de esta técnica de medida podemos señalar su buena resolución espacial (≈ 1 cm), su buena resolución temporal (< 1 ms) y que requiere muy poco espacio para acceder a la cámara de vacío.

1.4.3. Emisión Ciclotrónica Electrónica

El sistema de medida de la Emisión Ciclotrónica de los Electrones (ECE) recibe la radiación que emiten éstos al describir sus trayectorias helicoidales a lo largo de las

líneas de campo. La frecuencia de giro es proporcional al campo magnético (28 GHz por Tesla) y observando esta emisión se obtiene información sobre la distribución de velocidades de los electrones y temperatura electrónica, puesto que la condición resonante relativista para emisión perpendicular muestra que la frecuencia emitida depende de la energía del electrón ($\omega = \omega_c / \gamma$)

En el TJ-II, este sistema de medida consta de un radiómetro heterodino de 16 canales calibrado absolutamente, sintonizado para detectar en una banda entre 62 y 54 GHz que cae dentro del espectro de la emisión ciclotrónica electrónica (ECE) del segundo armónico (polarización en modo X) [10]. La emisión se recibe desde el lado de bajo campo por medio de antena corrugada y un espejo elíptico montado dentro de la cámara de vacío. Ya que el estelarátor TJ-II tiene una “razón de aspecto” grande ($R/a = 7.5$), el espectro está completamente libre de superposición de armónicos. La banda de frecuencias observadas corresponde a unos radios entre $r = -15$ cm y $r = +2$ cm. La distancia entre los diferentes canales es de aproximadamente 2 cm y la resolución radial, debida a la anchura del filtro de banda (150MHz) es menor que 1 cm. La resolución temporal, definida por el ancho de banda del amplificador de vídeo es de 25 kHz. En los estudios que mostraremos en el Capítulo 3: hemos reducido nuestras observaciones a la mitad del espectro de emisión que corresponde al lado de alto campo del perfil de temperatura ($r < 0$) debido a que la emisión desde esta región no se ve significativamente afectada por emisión generada por electrones no térmicos que se recibe a frecuencias más bajas, de acuerdo con la condición resonante. Para las condiciones típicas de los plasmas de TJ-II, éstos son ópticamente densos en la mayoría del perfil radial, hecho confirmado por el excelente acuerdo encontrado al comparar los perfiles de temperatura electrónica medidos por el ECE y por el diagnóstico de esparcimiento Thomson [11]. La opacidad es pobre en los dos canales más externos, pero parece que las reflexiones múltiples en la cámara de vacío mejoran la medidas en la temperatura electrónica del borde, aunque se pierda la resolución espacial [12]. Las comparaciones entre las medidas de la temperatura electrónica del borde llevadas a cabo por los diagnósticos del haz de Li y He [13] y el ECE en el TJ-II muestran un mejor acuerdo del que se esperaría si únicamente hubiese que tener en cuenta la absorción en primer paso de las microondas en el plasma. El diagnóstico del haz de Li o He consiste en un haz supersónico pulsado de Li o He lanzado desde el borde del plasma con detección simultánea de tres líneas de emisión, que se usan para la reconstrucción de los perfiles de densidad y temperatura del borde como se verá con más detalle en 1.4.5.

Por otro lado, se ha demostrado que el espesor óptico, τ , necesario para una estimación fiable por el ECE de una perturbación de temperatura electrónica (T_ω) es menor que el valor necesario para la estimación de la temperatura electrónica media [14], así en el TJ-II los valores de τ necesarios en cada caso son:

Temperatura electrónica media: $\tau > 2,0$ para $\rho=0$, $\tau > 0,8$ para $\rho=0,8$

Incremento de temperatura: $\tau > 0,70$ para $\rho=0$, $\tau > 0,23$ para $\rho=0,8$

Este hecho nos permite asumir que los dos canales más externos del ECE, con espesores ópticos de alrededor de 0.6 y 0.3 respectivamente, son cualitativamente útiles en los estudios que mostraremos más adelante de los experimentos de perturbación de la temperatura. Por otro lado, el bajo espesor óptico de esos canales externos no introduce un error significativo en la medida del retardo de la perturbación en la temperatura electrónica ya que, aún así, la emisión ópticamente delgada sigue dependiendo primariamente de la temperatura electrónica ($\sim n_e T_e^2$).

1.4.4. Esparcimiento Thomson

Diagnóstico de gran complejidad experimental, pero que constituye el patrón para la medida de la temperatura electrónica en el plasma. Un láser (de rubí en nuestro caso) de alta energía (10-15 J) atraviesa el plasma y la radiación dispersada por los electrones es recogida por un espectrómetro de alto rendimiento. El ensanchamiento espectral (por efecto Doppler) de la radiación dispersada nos permite conocer la distribución de velocidades de los electrones y por tanto la temperatura electrónica mientras que la cantidad de fotones dispersados es proporcional a la densidad local de electrones del plasma. Para obtener el valor real de la densidad es necesario realizar una calibración absoluta del sistema

La luz difundida, previa eliminación de la luz parásita, se recoge mediante un sistema óptico de detección, típicamente a un ángulo de 90° respecto a la trayectoria del haz láser, lo cual nos permite definir muy bien el volumen espacial en el que estamos midiendo, que es la fracción del haz láser observada por el canal espacial de nuestro espectrómetro. La cantidad de luz dispersada es proporcional al número de centros de dispersión y, por tanto, a la densidad de electrones. Debido a que la sección eficaz del proceso de dispersión es extremadamente pequeña (sólo uno de cada 10^{13} fotones incidentes interviene en el proceso), es necesario usar láseres pulsados de gran potencia (varios Joule en unos pocos nanosegundos que dura el pulso) y sistemas

ópticos de alto rendimiento, con ventanas de acceso al plasma de gran tamaño para captar la mayor cantidad de luz posible. La resolución espacial de la medida, dependiendo del sistema de detección, varía entre 2 cm y 2,5 mm y la resolución temporal de la misma viene dada por el tiempo de disparo del láser. Si además se quieren obtener varios perfiles en una descarga utilizando sistemas multipulso, el tiempo entre cada uno de ellos está fijado por los tiempos de repetición del disparo láser..

El sistema de TJ-II produce un solo perfil de densidad y temperatura en cada descarga (es decir, en un solo instante temporal) pero lo da con una de las resoluciones espaciales mejores del mundo, 2.5 mm [15]. En otras máquinas hay sistemas capaces de proporcionar varios perfiles (uno cada 100 ms) a cambio de una menor resolución espacial, pero la duración típica de una descarga de TJ-II, con periodos de plasma estable de hasta 1s pero usualmente de unos 200-300 ms, solo permitiría obtener dos o tres perfiles en el mejor de los casos.

1.4.5. Haces Atómicos de Litio

Con esta técnica se inyecta un haz de átomos neutros de Li y se mide, utilizando técnicas de espectroscopia, la línea resonante del Li-I (2s-2p) a 670.8 nm que se excita debido a las colisiones que se producen entre los átomos de Li y las partículas que constituyen el plasma. Se utilizan haces de litio porque las transiciones que aparecen cuando se emplean otros átomos producen radiación ultravioleta, mientras que en el caso del Litio, la línea de $\lambda=670.8$ nm se encuentra dentro del rango del visible, lo cual permite utilizar técnicas de detección mucho más sencillas que aquéllas utilizadas con la radiación ultravioleta.

Para obtener la densidad del plasma a partir de la intensidad de emisión de línea es necesario utilizar un algoritmo que modele todas la interacciones que sufren los átomos de litio con iones y electrones al atravesar el plasma. El perfil espacial puede obtenerse utilizando un conjunto de detectores que midan la intensidad de emisión en diferentes posiciones. Uno de los mayores problemas que tiene esta técnica es la fuerte atenuación que sufre el haz atómico debido a procesos de ionización e intercambio de carga, de forma que, generalmente, sólo puede obtenerse información de la parte más externa del plasma.

El TJ-II dispone de haces de Litio y Helio para la medida detallada de T_e y n_e en el borde a través de la observación de la luz emitida por el haz mientras atraviesa el plasma [13].

1.4.6. Reconstrucción Tomográfica a Partir de Varias Cuerdas de Emisión de Rayos X Blandos.

En el TJ-II se han situado varias series de cadenas de detectores para rayos X blandos (con energías menores que 5 keV) [16]. Se usan 3 cámaras con 16 detectores (fotodiodos p-n de silicio) cada uno. A partir de estas medidas se obtiene la emisividad local mediante técnicas de tomografía. En una primera aproximación, los contornos de emisividad constante también son líneas de densidad y temperatura constantes. Por tanto, se pueden usar las cámaras de rayos X para visualizar la estructura magnética durante la operación del plasma, detectar de islas, etc.

Para estimar los perfiles de densidad a partir de los rayos X blandos se procede de la siguiente manera:

1. Primero se reconstruye la emisividad local a partir de la expresión (1.9), que depende de la temperatura electrónica, la densidad electrónica, la densidad iónica (que depende de la Z_{eff}^1 del plasma) y del espesor del filtro empleado para filtrar radiación del visible y del ultravioleta.

$$j(\omega) = n_e n_i Z^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{4}{3\sqrt{3}m^2c^3} \left(\frac{2m}{\pi T_e} \right)^{1/2} e^{-h\omega/T_e} \times \quad (1.9)$$

$$\left[\bar{g}_{ff} + G_n \frac{\xi}{n^3} \frac{\chi_i}{T_e} e^{\chi_i/T_e} + \sum_{\nu=n+1}^{\infty} G_\nu \frac{Z^2 Ry}{\nu^2 T_e} \frac{2}{\nu} e^{Z^2 Ry/\nu^2 T_e} \right]$$

En esta expresión el primer término corresponde a la contribución de frenado, el segundo a la recombinación con el nivel cuántico inferior desocupado (n), y el tercero con el resto de las capas. χ_i es el potencial de ionización, ξ es la multiplicidad del estado fundamental del ión, ν es el número cuántico principal de los sucesivos estados excitados del ión y \bar{g}_{ff} y G son los correspondientes factores de Gaunt promediados para una función de distribución maxwelliana. Esta sería la emisión para un ión de especie i con carga Z , por lo tanto hay que integrar en $h\nu$ (teniendo en

¹ Carga efectiva del plasma incluyendo todas las especies $Z_{\text{eff}} = \frac{\sum n_z Z^2}{n}$

cuenta el filtro empleado), i , Z e integral de línea para tener el resultado final.

2. Después se utiliza la aproximación de equilibrio corona para estimar la dependencia con la temperatura de la emisividad del o de los iones considerados relevantes (normalmente O o Fe) teniendo en cuenta ya el filtro utilizado.
3. Finalmente con los perfiles de temperatura electrónica obtenidos con el Thomson o con el ECE, se obtiene la dependencia radial que se sustrae a la observada para, de esta forma, eliminar la dependencia con la temperatura electrónica.

En principio la reconstrucción de la emisividad de los rayos X blandos (SXR) puede extenderse hasta un radio efectivo de 0.8 o 0.9 dependiendo fundamentalmente del perfil de temperatura electrónica, ya que para $T_e < 0.2$ keV la aproximación de equilibrio corona deja de ser válida. Para esas temperaturas la emisividad observada empieza a ser muy superior a la predicha ya que los átomos muy ionizados transportados a las zonas de T_e baja tienen una eficiencia muy alta.

Referencias

- [1] Milligen B. Ph. van, *et al* (2004) '*Uphill transport and the probabilistic transport model*'. *Physics of Plasmas* **11**, 3787
- [2] Ascasíbar E. *et al.* (2005) '*Magnetic configuration and plasma parameter dependence of the energy confinement time in ECR heated plasmas from the TJ-II stellarator*'. *Nuclear Fusion* **45**, 276
- [3] Lopez Cardozo N J *et al* (1990) '*Tokamak transport studies using perturbation analysis*' *Plasma Phys. and Control. Fusion* **32** , 983
- [4] Varias A. *et al* (1990) '*Ideal Mercier stability for the TJ-II flexible heliac*'. *Nucl. Fusion* **30**, 2597
- [5] Martin R *et al* (1998) *Proc. 20th SOFT Conf. (Marseille)* **Vol. 1**, 403
- [6] Castejón F *et al* (1992) '*Current drive by electron cyclotron waves in stellarators*' *Physics of Fluids B* **4**, 3689
- [7] Fernández A *et al* (2000) '*Microwave power absorption into TJ-II ECRH plasmas*' *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*. **21** 1945
- [8] Tribaldos V and Van Milligen B Ph (1996) '*Electron cyclotron emission calculations for TJ-II stellarator*' *Nucl. Fusion* **36** 283
- [9] Estrada T. *et al* (2001) '*Density profile measurements by AM reflectometry in TJ-II*'. *Plasma Phys. and Control. Fusion* **43**, 1535
- [10] de la Luna E *et al* (2001) '*Multichannel electron cyclotron emission radiometry in TJ-II stellarator*' *Review of Scientific Instruments* **72**, 379
- [11] Barth CJ *et al* (1999) '*High-resolution multiposition Thomson scattering for the TJ-II stellarator*' *Review of Scientific Instruments*. **70**, 760
- [12] García-Cortés I *et al* (2000) '*Edge-localized-mode-like events in the TJ-II stellarator*' *Nuclear Fusion* **40** 1867
- [13] Brañas B *et al* (2001) '*Atomic beam diagnostics for characterization of edge plasma in TJ-II stellarator*' *Review of Scientific Instruments*. **72**, 602
- [14] Peters M *et al* (1995) '*Optical thickness corrections to transient ECE temperature measurements in tokamak and stellarator plasmas*' *Nuclear Fusion* **35**, 873

-
-
- [15] Herranz J et al (2003) *'The spectrometer of the high-resolution multiposition Thomson scattering diagnostic for TJ-II'* Fusion Engineering and Design **65**, 525-536
- [16] Medina F et al. (1999). *"X-ray diagnostic systems for the TJ-II flexible heliac"*. Review of Scientific Instruments **70** 642

Capítulo 2: Experimentos Perturbativos de Transporte de Partículas en el Estelarátor TJ-II

En este capítulo vamos a determinar los coeficientes de transporte de electrones para los plasmas ECRH del estelarátor TJ-II mediante el análisis de la evolución de los perfiles de densidad electrónica. Estos perfiles se obtienen mediante la combinación de los resultados de dos sistemas: un diagnóstico por reflectometría de amplitud modulada junto con un sistema de reconstrucción tomográfica de la emisión de rayos X. Para resolver las ecuaciones de transporte necesitamos conocer el término fuente de partículas. Éste se ha obtenido a partir de los resultados del código EIRENE convenientemente modificado de manera que incluya la geometría del TJ-II. Además de lo anterior, si queremos discriminar entre la parte difusiva y convectiva del transporte, necesitamos realizar análisis dinámicos de la evolución de la densidad, ya que de los análisis en estado estacionario sólo es posible extraer la relación entre ambos coeficientes. Los estudios realizados incluyen pues descargas en las que en algún momento su densidad evoluciona en el tiempo, como son las descargas en las que se ha inyectado un pulso de H_2 , las que presentan una transición espontánea a un régimen de confinamiento mejorado y aquéllas cuyas propiedades de confinamiento se han modificado mediante la inducción de corriente óhmica en el plasma, tanto positiva como negativa, usando bobinas externas. El análisis realizado se basa en parametrizar tanto el coeficiente de difusión como la velocidad convectiva por ciertas expresiones que contienen una serie de parámetros a determinar mediante un proceso de mínimos cuadrados de forma que se obtenga el mejor ajuste posible al perfil de densidad experimental a lo largo del tiempo.

2.1 Introducción

Uno de los problemas cruciales en la investigación de fusión es la comprensión del transporte de partículas y calor en los plasmas relevantes para la producción de energía. Existen estudios experimentales muy extensos que han revelado muchos detalles acerca del transporte de calor en tokamaks y estelarátors, pero las propiedades del transporte de partículas son mucho menos conocidas debido a las dificultades experimentales que presenta su estudio. Por lo tanto, el análisis del transporte de partículas y la determinación de los coeficientes de transporte es una tarea clave, aunque la comprensión completa de las dependencias físicas que hay detrás de esos coeficientes continúe siendo un problema difícil de resolver. Los estudios de transporte de sistemas en estado estacionario sólo son capaces de darnos información acerca del flujo neto efectivo de partículas, mientras que con el estudio de sistemas dinámicos podremos discriminar entre las contribuciones difusivas y convectivas a dicho flujo ([1], [2], [3]). Las alteraciones necesarias para estudiar el sistema en evolución pueden inducirse mediante métodos perturbativos, por ejemplo, un pulso de gas, o ser debidos a una transición espontánea del plasma a un nuevo régimen de confinamiento.

En el TJ-II se han llevado a cabo experimentos perturbativos mediante la inyección de pulsos de diferentes gases (H_2 , N_2 ,...). Los resultados experimentales de algunos de éstos se van a usar para obtener los términos convectivo y difusivo, que se han parametrizado por unas funciones dadas. Los parámetros de éstas se han estimado mediante un procedimiento de mínimos cuadrados, resolviendo la inversa de la ecuación de transporte. El análisis incluirá además un término fuente realista obtenido del código EIRENE [4]. El mismo método se aplicará a los estudios de transporte de los experimentos en los que se da una transición espontánea a un modo mejorado de confinamiento [5] que se han observado en el TJ-II bajo ciertas condiciones experimentales, y para el estudio de las modificaciones de transporte provocadas mediante la inducción de corrientes OH externas [6].

La evolución temporal de los perfiles radiales de densidad se obtiene en el TJ-II haciendo uso de varios diagnósticos, ya que ninguno es capaz de darnos la evolución temporal del perfil completo. Por ejemplo, en la *Figura 2.1* podemos ver varios perfiles de densidad obtenidos por el interferómetro en distintos tiempos para la descarga número 5742 junto con el perfil de densidad obtenido por el diagnóstico de esparcimiento Thomson para esa misma descarga. Una vez tenemos los perfiles, resolvemos el problema inverso de transporte para obtener los coeficientes difusivos y

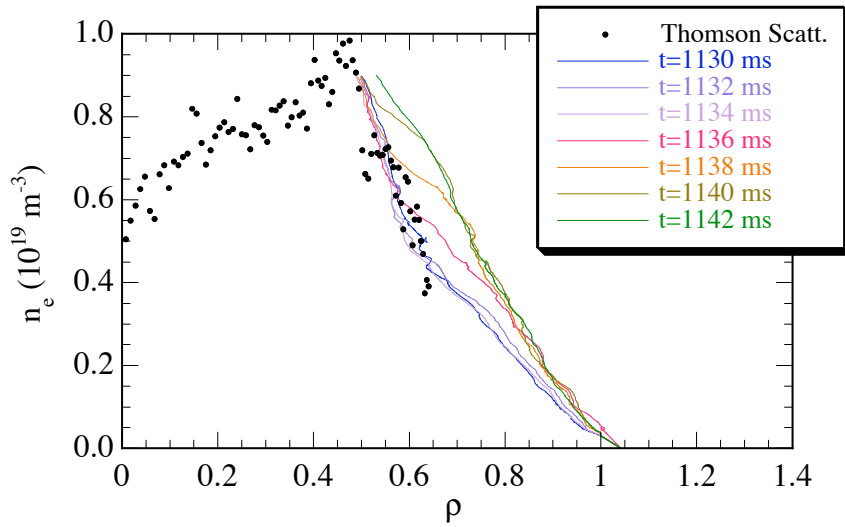


Figura 2.1: Perfiles de densidad de la descarga #5742 cada 2ms, obtenidos mediante el diagnostico de reflectometría (líneas) junto con el perfil obtenido mediante el diagnóstico de esparcimiento Thomson antes de la inyección del pulso de gas (puntos)

como sigue: la sección 2.2 describe los experimentos y diagnósticos usados, la sección 2.3 contiene las ecuaciones de transporte y la explicación del procedimiento usado en la resolución del problema; y la sección 2.4 muestra los resultados experimentales y de la simulación. El contenido de este capítulo se ha enviado íntegramente a publicar [8].

2.2 Descripción de los Experimentos

Los experimentos que vamos a describir a continuación se han realizado en el estelarator TJ-II e incluyen: experimentos de inyección de un pulso de gas, experimentos con una mejora espontánea de confinamiento y experimentos con generación de corriente mediante bobinas externas en el plasma. A continuación vamos a describir brevemente cada uno de dichos experimentos.

Los experimentos en los cuales se inyecta un pulso de gas (la Figura 2.2 muestra una serie de trazas temporales para la descarga #5742) fueron llevados a cabo en un plasma generado en la configuración magnética 100_40_63, con transformada rotacional en el centro $\iota(0)/2\pi = 1.51$ y calentados mediante el sistema de ECRH con una potencia total de $P_{\text{ECRH}} \leq 300\text{kW}$ (53.2 GHz, segundo armónico modo de polarización extraordinario). Estas descargas se inician con una fase de unos 80 ms en la cual el plasma alcanza unas condiciones cuasi estacionarias (densidad electrónica de línea promedio $\langle n_e \rangle \approx 0.65 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ y temperatura electrónica central $T_e \approx 0.7 \text{ keV}$),

convectivos, mediante un método similar al que se usa para obtener el coeficiente de difusividad térmica en los experimentos de propagación de ondas de calor [7] que se mostrará en la Capítulo 3: de esta tesis. El presente capítulo está organizado

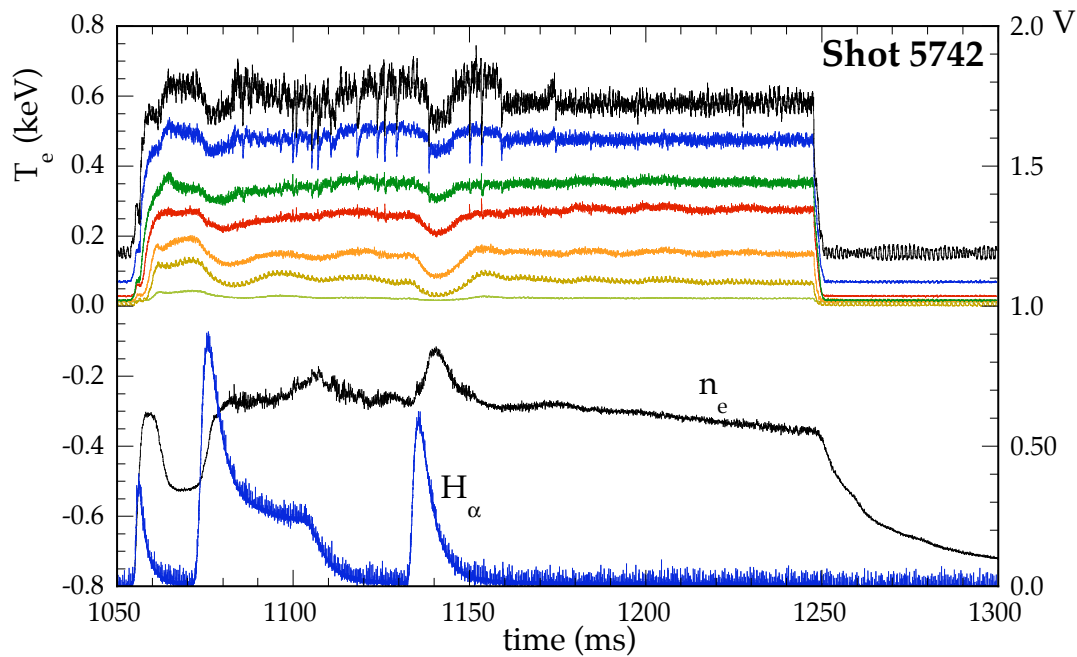


Figura 2.2: Trazas temporales de algunas de las señales de la descarga 5742. Las trazas de la parte superior de la figura corresponden a las temperaturas electrónicas obtenidas en los distintos canales del ECE y sus valores están marcados en el eje izquierdo. Las trazas de la parte inferior de la figura corresponden a la densidad de línea electrónica promedio (negro) medida por el interferómetro de microondas y a la señal de H_α en el sector toroidal A8 (azul). Estas dos señales se relacionan con el eje de la derecha.

para a continuación inyectar en el plasma un pequeño pulso de H_2 . Este pulso puede verse en las trazas de la señal de H_α de la Figura 2.2. La traza ahí mostrada es la evolución de la emisión de la línea de H_α que se obtiene de una cuerda que mira a la válvula por la que se introduce el pulso de gas y, como puede verse, su valor muestra bruscos incrementos cuando se inyecta gas. La evolución de la densidad después de la perturbación ocurre dentro de los 15 ms posteriores a la inyección del pulso de gas. Durante este tiempo la densidad de línea promedio, medida por el interferómetro de microondas, crece hasta un valor aproximado de $\langle n_e \rangle \approx 0.82 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ para después volver al valor anterior a la perturbación. La evolución temporal de la temperatura electrónica, medida por el diagnóstico ECE y simetrizada [9] que dispone de ocho canales que cubren desde el borde hasta el centro del plasma, ocurre dentro del mismo intervalo temporal y muestra una caída seguida de una recuperación hasta sus valores iniciales (Figura 2.3).

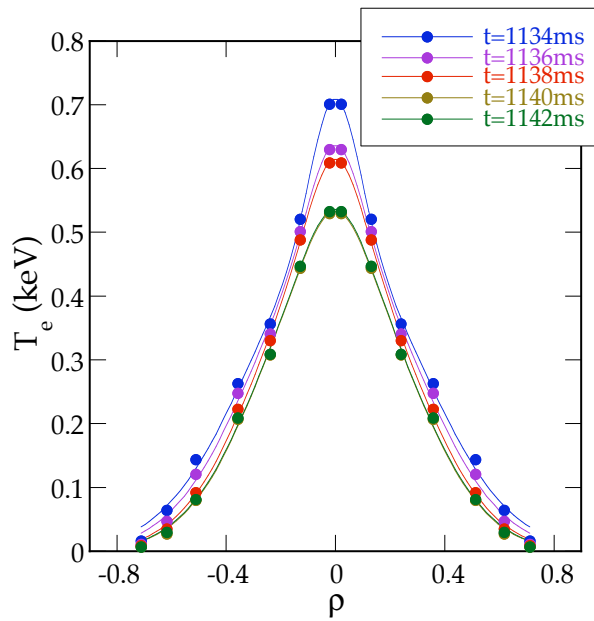


Figura 2.3: Perfiles de temperatura de la descarga #5742 cada 2 ms obtenidos por el diagnóstico ECE.

La descarga 5196, que es un ejemplo de transición espontánea a un régimen de confinamiento mejorado (la Figura 2.4 muestra algunas trazas temporales de esta descarga correspondientes a la temperatura y densidad electrónica y a la señal de H_α), fue llevada a cabo en la configuración magnética 100_58_68 con $\iota(0)/2\pi=1.61$ y calentada mediante el sistema de ECRH con una potencia total de $P_{\text{ECRH}} \leq 300\text{kW}$. La densidad electrónica de línea promedio está alrededor de $\langle n_e \rangle \approx 0.62 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ antes de la transición al régimen de confinamiento mejorado y después de dicha transición no se llega a alcanzar de nuevo un estado estacionario antes de que se alcance la densidad de corte del ECRH ($n(0) \approx 1.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) y se acabe la descarga. La temperatura, medida por el diagnóstico ECE, se mantiene aproximadamente constante a lo largo de la misma, así como la señal de H_α que mira a la válvula de inyección de gas, que no varía a lo largo de toda la evolución. El gas de trabajo en esta descarga fue H_2 .

Finalmente, hemos considerado los experimentos en los que se ha modificado el transporte induciendo una corriente en el plasma mediante bobinas externas. En la Figura 2.5 pueden verse varias trazas temporales de la descarga #8679, que fue realizada en la configuración magnética 100_44_64, con $\iota(0)/2\pi=1.55$ y calentada mediante el sistema de ECRH con una potencia total de $P_{\text{ECRH}} \leq 300\text{kW}$. Para llevar a cabo estos experimentos de inducción de corriente, el TJ-II dispone de dos conjuntos de bobinas en planos paralelos (bobinas OH) que pueden usarse para inducir un campo eléctrico paralelo en el plasma. El conjunto de las bobinas OH permite inducir en el plasma una corriente de hasta $I_p = \pm 10 \text{ kA}$ para las condiciones que tenemos en el TJ-II. La descarga aquí considerada empieza con una rampa decreciente de corriente hasta $t=1160 \text{ ms}$ ($dI_{\text{OH}}/dt = -11 \text{ kA s}^{-1}$) y entonces se cambia por una fuerte rampa positiva ($dI_{\text{OH}}/dt = +32.4 \text{ kA s}^{-1}$) que se mantiene hasta el final de la descarga.

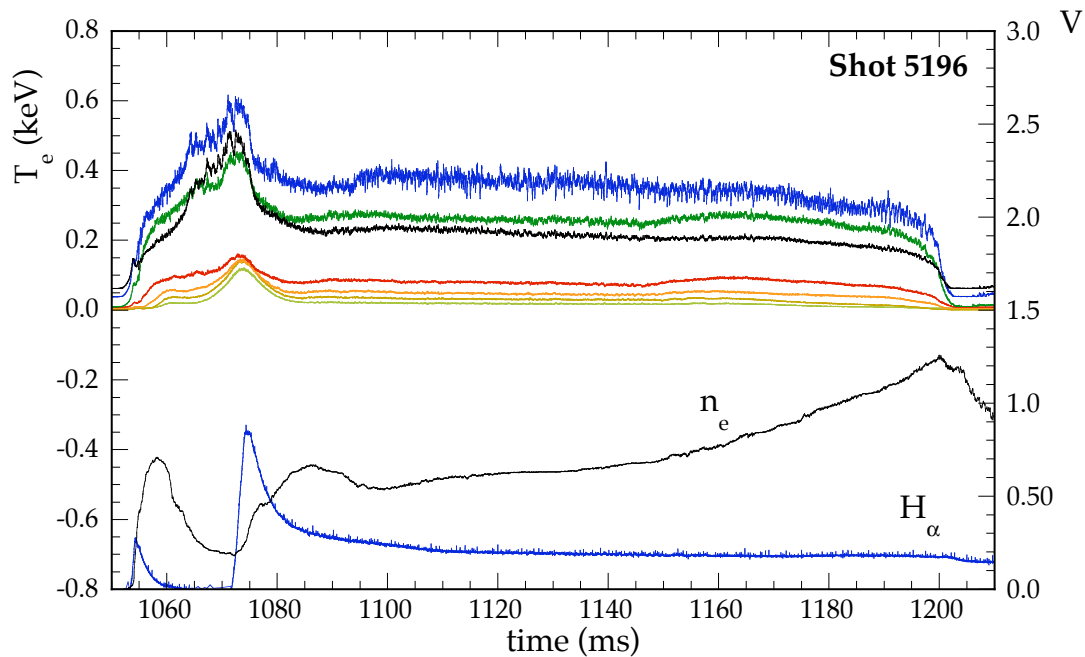


Figura 2.4 : Trazas temporales de algunas de las señales de la descarga 5196. Las trazas de la parte superior de la figura corresponden a las temperaturas electrónicas obtenidas en los distintos canales de ECE y sus valores están marcados en el eje izquierdo. Las trazas de la parte inferior de la figura corresponden a la densidad de línea electrónica promedio (negro) medida por el interferómetro de microondas y a la señal de H_{α} en el sector toroidal A8 (azul). La escala para estas dos señales está en el eje de la derecha.

La densidad de línea electrónica promedio a lo largo de la descarga varía en el rango $\langle n_e \rangle \approx (0.55 - 0.65) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, la temperatura central muestra una ligera evolución y las señales de H_{α} se mantienen constantes a lo largo de la descarga.

Como ya se ha mencionado, para la obtención de la evolución de los perfiles radiales de la densidad electrónica debemos hacer uso de señales provenientes de diversos diagnósticos del TJ-II ya que ninguno de los sistemas que dan información de la evolución temporal es capaz de cubrir todo el radio menor. Se ha usado un sistema de reflectometría de amplitud modulada [10] que tiene una resolución temporal de 2 ms para obtener la evolución temporal de los perfiles de densidad de la parte externa de la columna de plasma (radios efectivos aproximadamente mayores que 0.5). Este sistema no puede acceder a las densidades centrales en nuestro dispositivo debido al hecho de que en nuestro caso los perfiles de densidad en el centro son planos o, generalmente huecos (ver Figura 2.1). Estos perfiles pueden completarse en condiciones de estado estacionario con los obtenidos mediante el sistema de

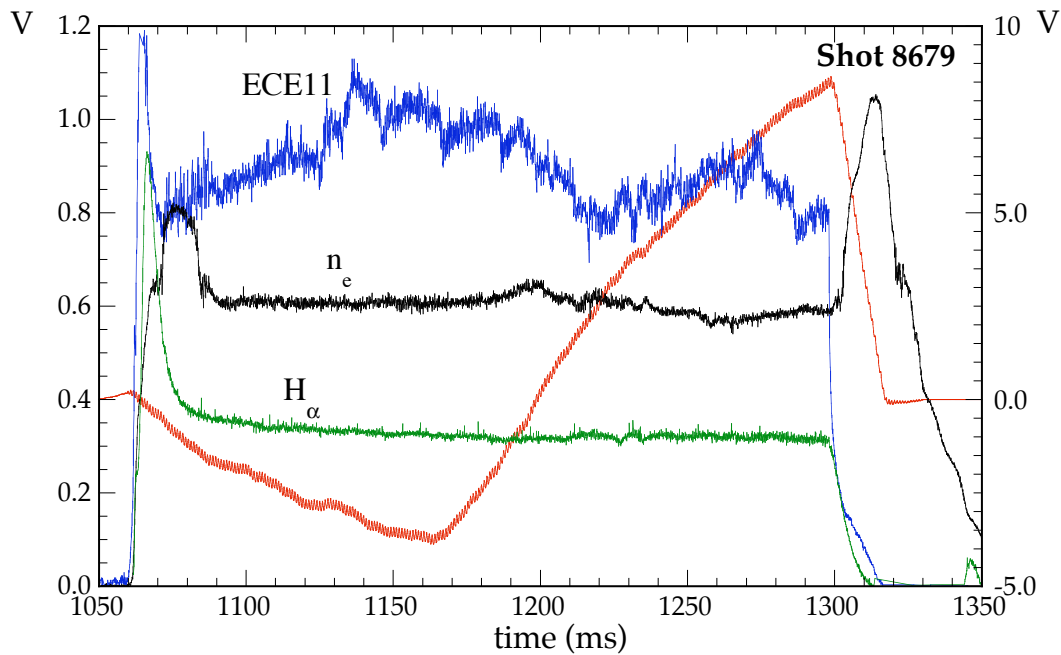


Figura 2.5: Trazas temporales de algunas de las señales de la descarga 8679. La escala para las trazas de temperatura electrónica central (ECE11 en azul), densidad (negro) y H_α (verde) están en el eje de la izquierda. La traza roja se corresponde con la corriente neta que circula por el plasma (I_p , kA) y se corresponde con el eje de la derecha.

esparcimiento Thomson de alta resolución [11]. El acuerdo entre ambos es normalmente satisfactorio, teniendo en cuenta que ambos diagnósticos sólo se solapan en una región pequeña de plasma. En condiciones dinámicas, y dado que el sistema de esparcimiento Thomson no es capaz de darnos resolución temporal, la evolución de la parte central del perfil de densidad la hemos obtenido usando el sistema de reconstrucción tomográfica de las señales de rayos X [12]. Los resultados de las medidas de la emisión de Rayos X nos permite obtener los perfiles de densidad para los mismos tiempos para los que tenemos las medidas del reflectómetro. La reconstrucción de los perfiles a partir de las medidas de Rayos X se obtiene como se indicó en la sección 1.4.6. primero se reconstruye la emisividad local a partir de las medidas, que depende de la temperatura electrónica, de la densidad electrónico e iónica y de los espesores de los filtros visible y UV. Posteriormente se utiliza el equilibrio corona para estimar cómo depende la emisividad de la temperatura. Y finalmente se utiliza el perfil de temperatura electrónica obtenido por el sistema de esparcimiento Thomson para extraer la dependencia con la densidad. Este método nos permite obtener perfiles de densidad para posiciones que satisfagan la condición de que su temperatura electrónica sea mayor que 0.2 keV ya que para valores inferiores la aproximación de

equilibrio corona deja de ser válida. El perfil de densidad obtenido con este método presenta una incertidumbre asociada al valor de Z_{eff} . Este problema ha sido superado ajustando al final el perfil de densidad obtenido por la unión de los tramos dados por rayos X y por reflectometría a la densidad de línea medida por el interferómetro.

2.3 *Análisis de los Experimentos de Transporte*

Obtendremos los coeficientes de difusión y de velocidad convectiva mediante la resolución del problema inverso de la ecuación de transporte de partículas, esto es, la ecuación de continuidad:

$$\frac{dn(r,t)}{dt} + \nabla\Gamma = S(r,t) \quad (2.1)$$

Aquí n es la densidad de electrones, Γ es el flujo electrónico y S es el término fuente de electrones. En plasmas ECH, este último término se origina a partir de partículas neutras que se reciclan de la pared del dispositivo o a partir de la inyección de gas y, por lo tanto, normalmente está localizado en el borde del plasma. Ya que el transporte paralelo es varios órdenes de magnitud más rápido que el radial, podemos suponer que la densidad es constante en las superficies de flujo magnético, y resolver entonces el problema en geometría cilíndrica.

Al flujo de electrones van a contribuir tanto la difusión como la convección, quedando éste por lo tanto como:

$$\Gamma = -D(r) \frac{\partial n}{\partial r} + V(r) \frac{r}{a} n \quad (2.2)$$

Con D el coeficiente de difusión, V la velocidad convectiva y a el radio menor del plasma. El término convectivo incluye una dependencia explícita en r/a para tener en cuenta que en geometría cilíndrica la superficie varía con el radio [1]. Como puede verse en la expresión (2.2) los coeficientes convectivo y difusivo del flujo no incluyen dependencia temporal, es decir, que se van a considerar constantes durante toda la ventana temporal que estemos considerando en el cálculo. Por otra parte, sí que incluyen dependencia radial para tener en cuenta que éstos pueden depender de alguna manera de los parámetros locales del plasma. Con todo lo anterior llegamos finalmente a la siguiente ecuación de transporte en geometría cilíndrica:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(D(r) \frac{\partial n(r,t)}{\partial r} - V(r) \frac{r}{a} n(r,t) \right) \right] + S(r,t) \quad (2.3)$$

2.3.1. Término Fuente de Electrones

Para ser capaces de calcular los coeficientes de transporte sin ambigüedad es necesario conocer previamente el perfil del término fuente de electrones para poder incluirlo en la ecuación a resolver. Debido a que el TJ-II es un dispositivo altamente tridimensional con una cámara de vacío muy complicada y, en algunas zonas, muy cercana al plasma, la distribución de partículas neutras, que posteriormente darán lugar a los electrones, debe estimarse teniendo en cuenta todas esas características. La forma más apropiada de estimar ese perfil es por tanto haciendo uso de códigos Monte Carlo 3D (por ejemplo el código EIRENE [4]) o bien llevando a cabo medidas en diferentes posiciones toroidales y poloidales para obtener una distribución precisa de partículas neutras y, a partir de ella, estimar el perfil promedio de partículas frente al radio efectivo. El perfil del término fuente de electrones usado en este trabajo proviene de los primeros resultados obtenidos con el código EIRENE modificado convenientemente para tener en cuenta la geometría completa del TJ-II. La *Figura 2.6* muestra los perfiles de densidad de neutros para tres perfiles diferentes de densidad

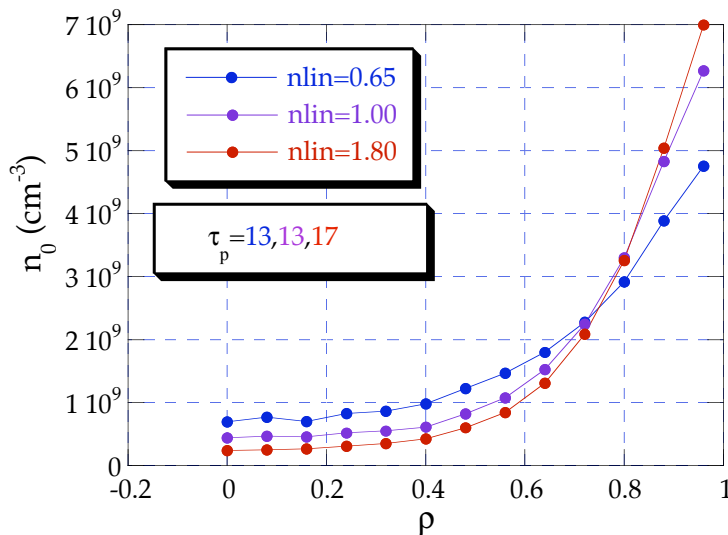


Figura 2.6 Perfiles de densidad de neutros obtenidos con el código EIRENE. Los resultados se han estimado promediando la distribución local al volumen completo del TJ-II. Se han usado diferentes densidades de línea promedio y tiempos de confinamiento de partículas para cubrir el rango de valores obtenidos en el TJ-II.

electrónica con diferentes densidades de línea. En dicha figura puede verse que tenemos una densidad de neutros relativamente alta en el centro del plasma. Esto está de acuerdo con los perfiles radiales de neutros obtenidos a partir de medidas con los conjuntos de detectores de H_{α} [13] para una posición toroidal determinada (ver *Figura 2.7*) y que

no muestran un decaimiento exponencial hacia el centro. Este comportamiento puede ser debido al hecho de que el surco central de la cámara de vacío está muy cerca del eje magnético (entre 12 y 15 cm dependiendo de la configuración magnética) en comparación con el radio menor promedio del TJ-II, el cual varía entre 10 y 22 cm, dependiendo también de la configuración magnética que estemos considerando. Los perfiles radiales de neutros obtenidos con EIRENE están promediados en cada superficie magnética y su comportamiento se separa claramente de un ajuste exponencial. Los resultados también muestran que los valores absolutos de las densidades son inversamente proporcionales al tiempo de confinamiento de las partículas, τ_p .

Una vez tenemos el perfil de neutros, el término fuente de electrones se obtiene a partir de la sección eficaz de las colisiones de esos neutros con electrones que den lugar a ionizaciones:

$$S_e = n_o n_e \langle \sigma_i v \rangle \quad (2.4)$$

Con n_o densidad de neutros, n_e densidad de electrones y $\langle \sigma_i v \rangle$ la sección eficaz para ionizaciones colisionales. Para obtener esta sección eficaz hacemos uso de una formula semi-empírica [14]

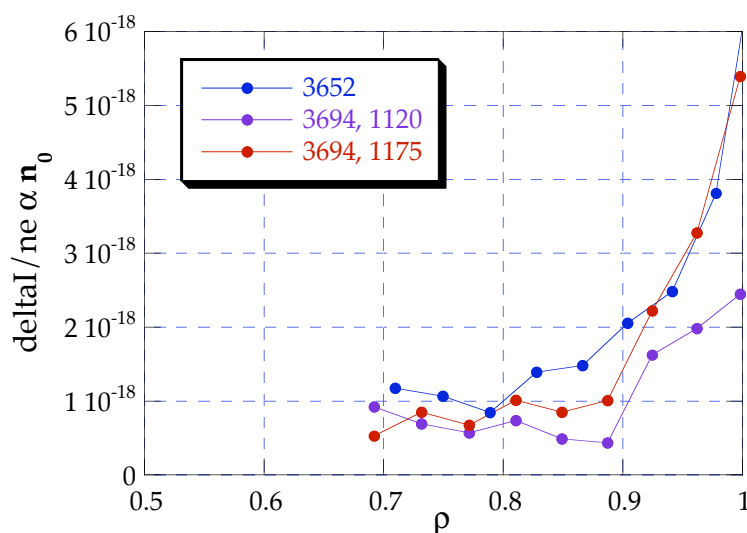


Figura 2.7 Medidas obtenidas de los conjuntos de diagnósticos de H_{α} . Estas medidas son proporcionales de al perfil radial de neutros local

$$\langle \sigma_i v \rangle = \bar{g} (1.7 \times 10^{-14}) \left[\frac{R_y}{\phi_i} \right]^2 \left[\frac{T}{R_y} \right]^{1/2} \exp\left(\frac{-\phi_i}{T}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{-5\phi_i}{T}\right) \right] m^3 s^{-1} \quad (2.5)$$

with $\bar{g} = 1 + \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left| 1 + \frac{T}{\phi_i} \right|$

Donde ϕ_i es el potencial de ionización, T es la temperatura y R_y es la constante de Rydberg. Por lo tanto, los cambios en la densidad de neutros, densidad electrónica o temperatura electrónica van a modificar el perfil del término fuente de electrones. Además, la señal de H_α nos puede dar una indicación de si el término fuente está cambiando localmente a lo largo de la descarga ya que su valor es proporcional a la densidad de neutros. En los estudios que hemos realizado, sólo el término fuente de los experimentos en los que se inyecta un pulso de gas va a variar sustancialmente a lo largo de la descarga ya que es el único que presenta cambios apreciables en la emisión de H_α . Las otras descargas presentan una emisión de H_α prácticamente constante en el tiempo de interés del estudio indicando, por lo tanto, que el término fuente de electrones se está manteniendo constante.

2.3.2. Procedimiento de Minimización para la Estimación de los Coeficientes de Transporte.

Para resolver el problema de la obtención de los coeficientes de transporte asignamos a ambos unas funciones dadas que incluyen unos parámetros a determinar. El análisis que se realiza consiste en calcular dn/dt a partir de los datos experimentales y por un procedimiento de mínimos cuadrados ir variando los parámetros de los coeficientes de transporte, de manera que se minimice la diferencia entre el término $[-\nabla\Gamma+S]$ y el obtenido experimentalmente para dn/dt . Para ajustar los datos de la manera más adecuada posible se han probado diversas parametrizaciones para ambos coeficientes: polinomios, funciones exponenciales y funciones escalón y también se ha tratado de ajustar las evoluciones de las distintas descargas sin término convectivo. El mejor ajuste se ha obtenido usando las parametrizaciones que vamos a describir a continuación y en ningún caso se ha conseguido un buen ajuste sin incluir un término convectivo.

Termino Difusivo:

El coeficiente de difusión se ha parametrizado como la suma de una función escalón más una función exponencial. La función escalón ajusta mejor que el

polinomio ya que permite un mayor control en la evolución radial con saltos donde se controla la posición, altura y anchura del mismo de manera más fina que con el polinomio.

$$D(r) = A + \frac{B}{1 + \exp(-(r - r_1)/\Delta_1)} + C \exp((r - r_2)/\Delta_2) \quad (2.6)$$

En esta expresión A , B , C , r_i y Δ_i son los siete parámetros libres a ajustar. A nos dará un valor fijo de referencia que será el valor de la difusión para $r=0$, después tenemos la función escalón, que nos permite tener un salto en la difusión centrado en r_1 , con una altura relacionada con el parámetro B y una anchura que viene fijada por el parámetro Δ_1 . De esta forma esperamos reproducir mejor la dependencia radial observada de los perfiles de densidad en el TJ-II que caen fuertemente para radios externos. La última parte de la expresión es una función exponencial que permite ajustar el fuerte crecimiento de la parte externa del perfil radial. En las pruebas realizadas hemos intentado ajustar la difusividad también con polinomios de diversos órdenes, así como con la suma de dos funciones escalón y el mejor ajuste entre las evoluciones de los perfiles de densidad calculados y medidos obtenido con el mínimo número de parámetros libres se da con la función anterior, que además sirve para todos los casos estudiados.

Término Convectivo:

El mismo procedimiento descrito anteriormente se ha seguido para ajustar la velocidad convectiva. En este caso la velocidad se parametrizó con la función:

$$V(r) = V_0 \frac{r}{a} (\text{pol}(V_i, r)) \quad (2.7)$$

Donde $\text{pol}(V_i, r)$ es un polinomio en r de orden i y V_i son los parámetros libres de nuestro modelo polinomial. Como ya hemos mencionado anteriormente también se ha considerado la posibilidad de que la evolución del perfil de densidad pudiera obtenerse sin términos convectivos. En todos los casos el ajuste obtenido sin convección ha sido malo y por lo tanto podemos concluir que la simulación del transporte de partículas en el TJ-II necesita de un término convectivo.

Término Fuente

Como ya hemos indicado, el término fuente se obtuvo a partir del código EIRENE y en el análisis de los experimentos de inyección de gas (“puffing” en inglés) hemos tenido en cuenta la posible variación temporal del mismo. Para estimar la evolución temporal del término fuente en esos casos, se han introducido los valores de la densidad electrónica, n_e , y la evolución de la temperatura, obtenida mediante el diagnóstico ECE (ver *Figura 2.3*), en la expresión de S_e ((2.4) y (2.5)). De esta manera hemos incluido la dependencia de la sección eficaz de ionización colisional con la temperatura de los electrones.

En la resolución del problema y posteriores simulaciones de las evoluciones de la densidad, hemos tomado las siguientes condiciones de contorno: $n(r=a)=n_{\text{exp}}(r=a)$ y $\text{grad}(n(r=0))=0$. Con todo lo anterior obtenemos por un procedimiento de mínimos cuadrados los parámetros que aparecen en los coeficientes convectivo y difusivo. Como ya dijimos, ninguno de los dos coeficientes tienen dependencia temporal. En los casos en los que esa dependencia sea necesaria, se dividirán las descargas en diversos intervalos temporales dentro de los cuales los coeficientes convectivo y difusivo se puedan considerar constantes y se calcularán los coeficientes para cada uno de los intervalos separadamente. De esta manera obtenemos un promedio temporal de los mismos durante el intervalo temporal que estemos considerado.

2.4 Resultados Experimentales y de las Simulaciones

El modelo descrito en la sección anterior se ha usado para estudiar la física del transporte de partículas en los tres ejemplos de descargas con evolución temporal de la densidad que se describieron en la sección 2.2. En el primer caso, una vez la descarga alcanza el estado estacionario, se inyecta un pulso de hidrógeno (H_2). En esta descarga tenemos tres perfiles de densidad justo antes del pulso de gas y cuatro más durante la inyección. Las medidas del reflectómetro cubren hasta un radio efectivo $\rho \approx 0.5$ debido a que los perfiles de densidad son planos o huecos para radios del plasma más internos. Para completar esos perfiles hasta $\rho = 0$ se utilizaron los datos que provienen de los detectores de rayos X blandos y se reconstruyen los perfiles de densidad con el procedimiento comentado en la sección 1.4.6. En estos experimentos, se observa (ver la *Figura 2.8*) que antes de la inyección del pulso de gas (perfil azul) aparecen en la zona radial externa (antes del máximo de densidad) dos zonas con gradientes diferentes, una dentro y otra fuera de $\rho \approx 0.6$. En estas condiciones es cuando se inyecta el pulso

de gas en el plasma y entonces los perfiles de densidad se comportan de la siguiente manera (como se ve en la *Figura 2.8a*): la zona de gradiente menos abrupto (la más externa) se va rellenando con el gas inyectado, alcanzando al final un gradiente que es prácticamente constante para todo el radio exterior. Este gradiente final obtenido después de la inyección es menor que el original para $\rho < 0.6$.

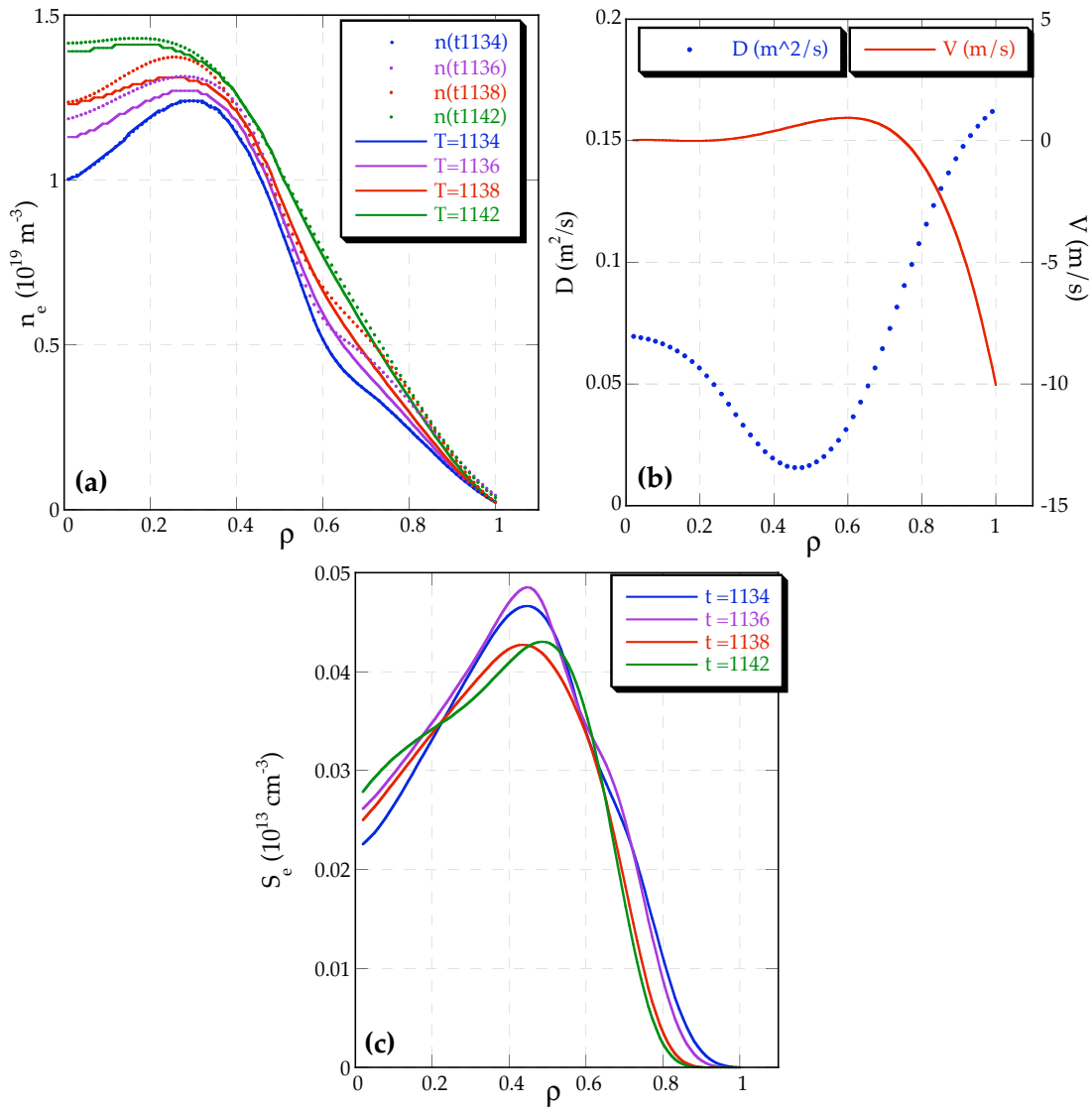


Figura 2.8: **a)** Evolución temporal de los perfiles de densidad experimentales (puntos) y calculados (líneas) en el experimento de inyección de un pulso de gas (#5742) **b)** Difusividad (puntos) y velocidad convectiva (línea) obtenidas a partir del ajuste a los datos experimentales usados en la evolución temporal **c)** Término fuente usado en el ajuste calculado como se indica en la sección 0

Como puede verse en la *Figura 2.8a* los resultados de la simulación presentan un acuerdo razonable con los experimentales. La zona plana alrededor de $\rho \approx 0.6$ muestra una evolución más suave en la simulación de la que se ve en el perfil experimental, quizás debido al propio proceso que estamos realizando que nos da un promedio temporal de la evolución. El ajuste en la zona central es menos crítico para nuestro estudio debido a que en esa zona la densidad está reconstruida a partir de los datos de emisión de rayos X blandos, lo cual ha implicado realizar un cierto número de suposiciones, en vez de haber sido medido directamente como ocurre con el perfil exterior. Los coeficientes de difusión y de velocidad convectiva (velocidad positiva significa hacia fuera y negativa hacia dentro) obtenidos a partir de la simulación pueden verse en la *Figura 2.8b* y los términos fuentes en la *Figura 2.8c*. Como ya hemos comentado anteriormente, el término fuente está cambiando a lo largo del tiempo debido a la evolución de la densidad y la temperatura del plasma. La variación está causada principalmente por el decrecimiento en la temperatura electrónica del plasma y, en menor medida, por el ensanchamiento del perfil de densidad. Ambos factores hacen que el término fuente se vaya moviendo hacia el interior del plasma, lo que favorece el aporte de partículas al mismo. En el experimento mostrado aquí el valor máximo del término fuente se alcanza para un radio del plasma de alrededor de $\rho \approx 0.4$ y se mueve hacia fuera conforme decrece la intensidad del pulso de gas. La velocidad en estas descargas está dirigida hacia dentro para $\rho > 0.7$ y llega hasta valores de 10m/s y para los radios más internos es ligeramente positiva con un valor máximo de alrededor de 1m/s.

En el caso de la transición a un modo de confinamiento mejorado, la densidad de línea promedio se incrementa continuamente después de que ocurra la transición, pero la pendiente del incremento es algo más pequeña al inicio de la transición que cuando ésta ya está completamente desarrollada (véase *Figura 2.4*). Esa diferencia en la pendiente puede indicar un cambio en el coeficiente de difusión y en la velocidad convectiva ya que la tasa de inyección de gas es constante. Debido a esto hemos distinguido en el análisis de esta descarga dos intervalos temporales a la hora de realizar los análisis. La evolución de los perfiles de densidad obtenidos a partir del reflectómetro, que nos da perfiles cada 8 a 18 ms, y de los rayos X blandos puede verse en la *Figura 2.9a*. Los dos perfiles iniciales pertenecen al primer intervalo temporal que vamos a considerar para la simulación y los tres restantes se usarán en el segundo intervalo de simulación. Puede verse en la evolución de los perfiles que éstos también se ensanchan, como en el caso anterior, pero en este caso el gradiente de densidad se incrementa de forma continua durante la evolución y no se ven zonas de dos

pendientes como en el caso de la inyección de gas. Como puede verse en la *Figura 2.9a* los perfiles obtenidos de la simulación muestran un muy buen acuerdo con los experimentales.

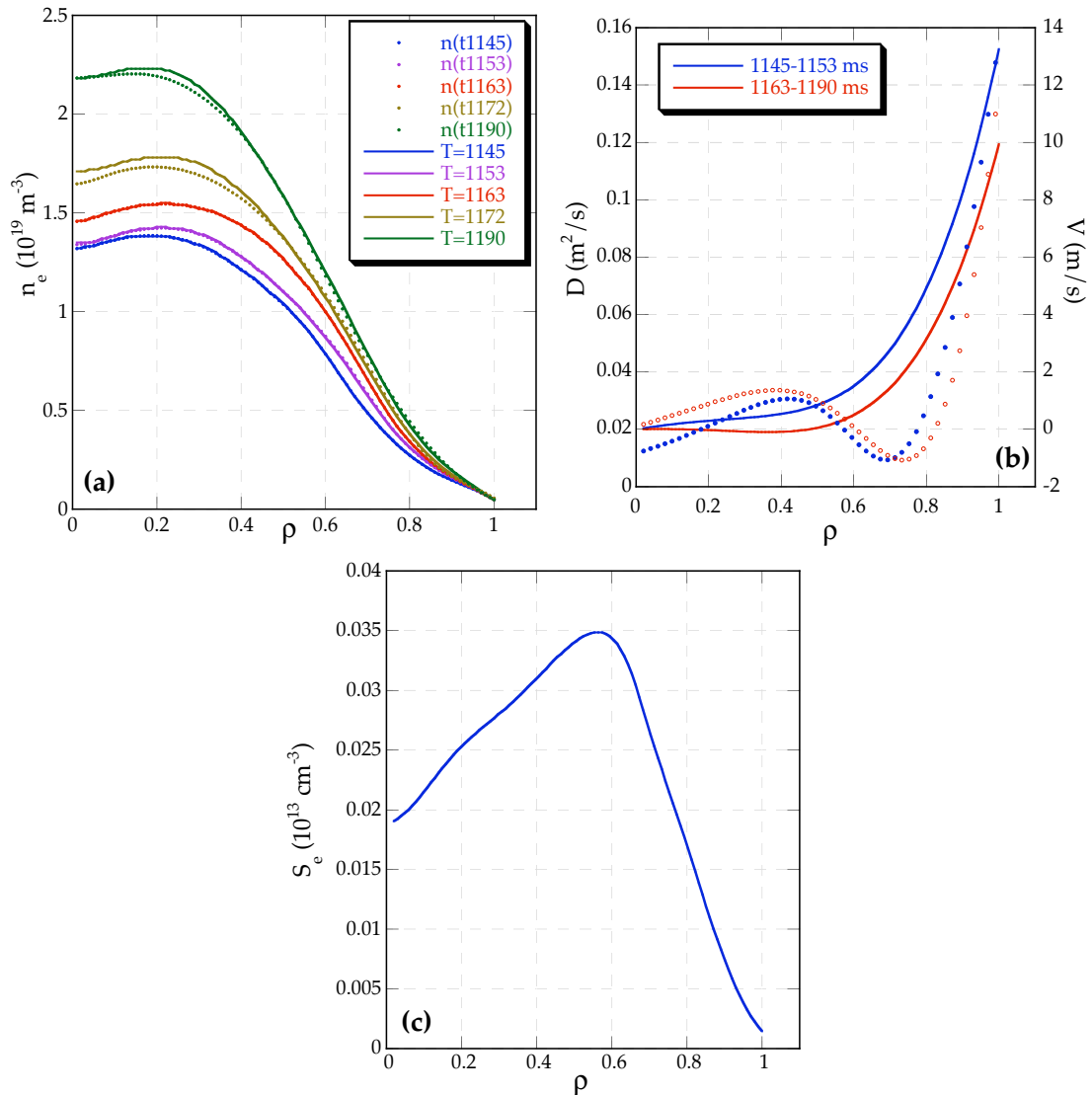


Figura 2.9 a) Evolución temporal de los perfiles de densidad experimentales (puntos) y calculados (líneas) en la descarga que presenta una transición a un modo de confinamiento mejorado (#5196) b) Difusividades (puntos) y velocidades (líneas) obtenidas a partir del ajuste a los datos experimentales usados en la evolución temporal c) Término fuente usado en el ajuste calculado como se indica en la sección 0 Los resultados corresponden a dos intervalos temporales, el primero con los dos primeros perfiles y el segundo con los tres finales.

Los coeficientes de difusión y las velocidades obtenidas en cada intervalo temporal pueden verse en la *Figura 2.9b* y el término fuente electrónico en la *Figura*

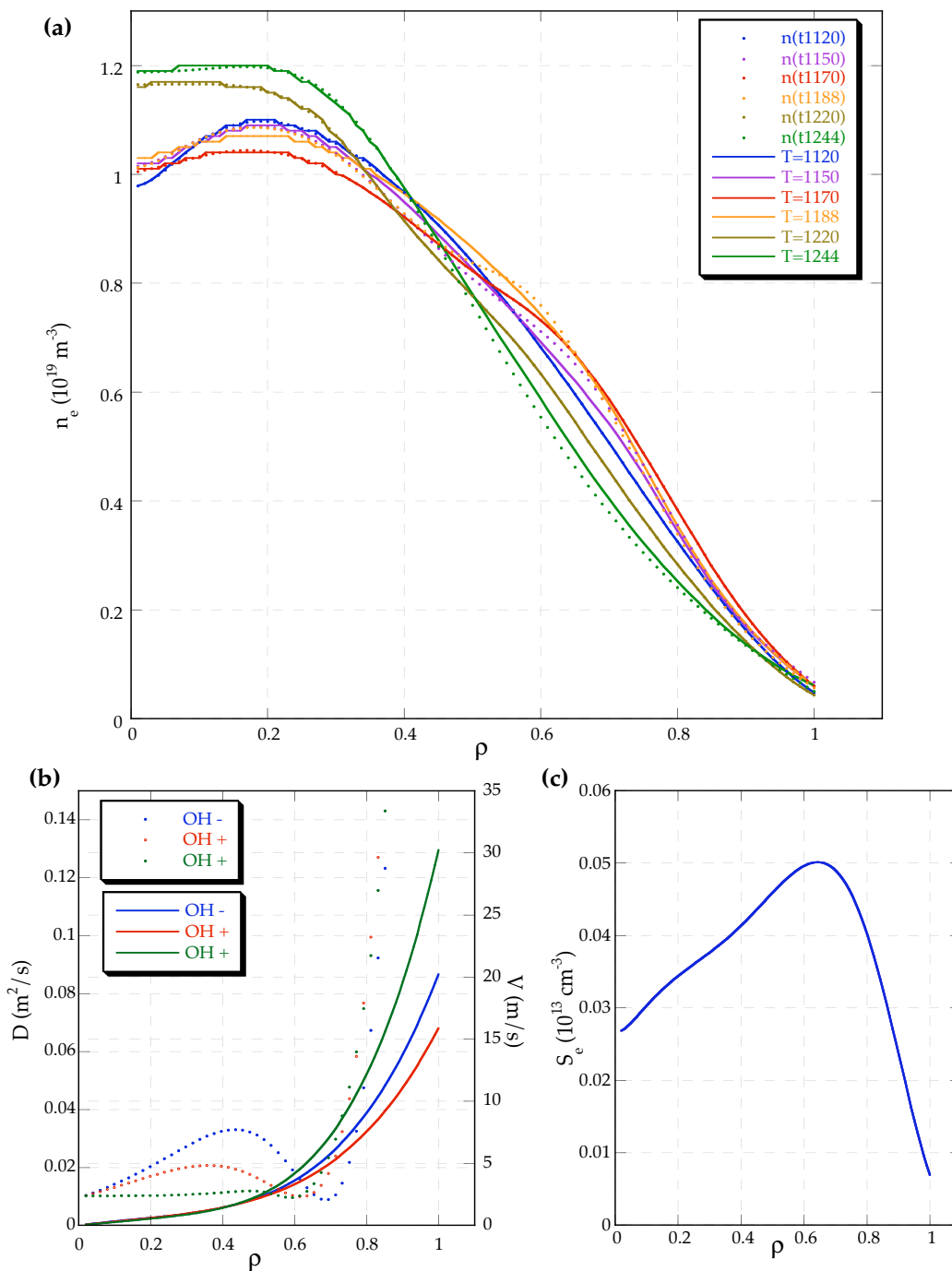


Figura 2.10 *a)* Evolución temporal de los perfiles de densidad experimentales (puntos) y calculados (líneas) en la descarga con corriente ohmica (#8679) *b)* Difusividades (puntos) y velocidades (líneas) obtenidas a partir del ajuste a los datos experimentales usados en la evolución temporal *c)* Término fuente usado en el ajuste calculado como se indica en la sección 0. Los resultados corresponden a tres intervalos temporales, el primero con corriente de plasma negativa y los otros dos con corriente positiva.

2.9c. El término fuente de los electrones lo hemos mantenido constante a lo largo de toda la evolución ya que así lo indicaban las señales experimentales (emisión de la línea H_{α} constante). Las difusividades presentan un mínimo en ambos intervalos temporales que se propaga hacia fuera conforme mejora el confinamiento. Además, el fuerte incremento que sufre la difusividad en la zona del borde del plasma aparece en posiciones más externas lo que explica que el perfil de densidad se esté ensanchando conforme el confinamiento mejora. La parte central de la difusividad muestra cambios menores y, como en el caso anterior, al haber muchas suposiciones en las reconstrucciones de esa parte del perfil no vamos a darle un peso fuerte a esa parte del análisis. La velocidad que hemos obtenido está siempre dirigida hacia fuera, aunque en el segundo intervalo temporal, con el confinamiento mejorado más desarrollado, pasa a valer cero, o incluso toma valores negativos, en toda la parte interna del plasma. Además, también disminuye el valor de la velocidad en la parte externa del plasma, lo que contribuye al ensanchamiento del perfil de densidad.

En el caso de los experimentos en los que se genera externamente una corriente óhmica en el plasma, podemos ver que la densidad de línea promedio varía ligeramente a lo largo de la descarga, mientras que la temperatura electrónica y, desde luego, la corriente del plasma muestran variaciones más acusadas a lo largo del tiempo (ver *Figura 2.5*). Viendo las señales anteriores hemos diferenciado tres intervalos temporales dentro de la descarga: el primer intervalo comprende la evolución durante la fase con corriente de plasma negativa, mientras que el segundo y el tercero pertenecen al principio y al final de la fase con corriente de plasma positiva. Los perfiles de densidad, obtenidos con las señales del reflectómetro más las de rayos X blandos, pueden verse en la *Figura 2.10a*. Los dos perfiles iniciales se incluyen en el primer intervalo de simulación, los dos siguientes en el segundo intervalo y los dos finales en el último intervalo de simulación. En estos perfiles puede verse que cuando la corriente del plasma es negativa, el perfil de densidad se va ensanchando en la parte exterior del plasma ($\rho > 0.5$, donde los datos del reflectómetro están disponibles) mientras que cuando la corriente de plasma pasa a ser positiva el perfil de densidad se va estrechando. Estos resultados implican que la densidad central del plasma va a subir o bajar de manera que se mantenga constante la densidad de línea promedio, como indican las señales del interferómetro. La comparación entre los perfiles experimentales y los obtenidos mediante la simulación da también un buen acuerdo, como en los casos anteriores, aunque como en el caso de la inyección de gas las zonas con aplanamientos en el perfil resultan suavizadas por el ajuste. Los valores de los

coeficientes de difusión y de convección pueden verse en la *Figura 2.10b* y el término fuente en la *Figura 2.10c*.

Igual que en el caso anterior, el término fuente se mantiene aproximadamente constante a lo largo de toda la evolución ya que las señales de emisión de H_{α} no cambian a lo largo de la descarga. La evolución de las difusividades y de la velocidad es muy similar al caso de mejora espontánea de confinamiento. La velocidad pasa a ser cada vez más positiva conforme el confinamiento se degrada y al contrario cuando mejora. Las difusividades también se comportan de forma muy similar a las obtenidas en el caso de mejora espontánea de confinamiento: el valor mínimo de la difusividad se mueve hacia fuera cuando el confinamiento mejora y hacia dentro en el caso contrario. De nuevo la difusividad aumenta fuertemente para los radios más exteriores. Los resultados para la mejora espontánea del confinamiento indican que existe un gradiente de densidad crítico a partir del cual ésta aparece. Se están llevando a cabo más investigaciones para poder determinar las posibles causas de este fenómeno, incluyendo la determinación de la naturaleza del transporte en el borde del plasma de entre los diversos mecanismos propuestos para el caso de la mejora del confinamiento [15].

Referencias

- [1] K.W. Gentle et al. (1987) "*A measurement of hydrogen ion transport parameters in tokamak discharges*" Plasma Physics and Controlled Fusion **29** 1077
- [2] J.P.T. Koponen et al (2000) "*Perturbative particle transport studies in the W7-AS stellarator*" Nuclear Fusion **40** 365
- [3] G.T. Hoang et al. (2003) "*Particle pinch with fully noninductive lower hybrid current drive in Tore Supra*" Phys. Rev. Lett. **90** 155002.
- [4] Reiter D. "The EIRENE code, Version Jan 92 User Manual" KFA Jülich report, Jül 2599 Mar 199.

A lot of useful information on EIRENE code can be found in the web page:
<http://www.eirene.de>
- [5] I. García-Cortés et al. (2003) "*Spontaneous improvement of TJ-II plasmas confinement*" Plasma Physics **44** 1639
- [6] Romero J. et al (2004) "*Controlling confinement with induced toroidal current in the flexible heliac TJ-II*" Nuclear Fusion **43** 387.
- [7] Eguilior S et al (2003) "*Heat wave experiments on TJ-II flexible heliac*" Plasma Physics and Controlled Fusion **45** 105
- [8] Eguilior S et al (2005) "*Perturbative particle transport experiments on TJ-II stellarator*" enviado a publicar a Plasma Physics and Controlled Fusion
- [9] de la Luna E et al (2001) "*Multichannel electron cyclotron emission radiometry in TJ-II stellarator*" Review of Scientific Instruments **72**, 379
- [10] T. Estrada et al. (2001) "*Density profile measurements by AM reflectometry in TJ-II*" Plasma Physics and Controlled Fusion **43** 1535
- [11] J. Herranz et al (2003) "*The spectrometer of the high-resolution multiposition Thomson scattering diagnostic for TJ-II*" Fusion Engineering and design **65** 525
- [12] F.Medina et al. (1999) "*X-ray diagnostic systems for the TJ-II flexible Helicac*" Review of Scientific Instruments. **70** 642
- [13] F.L. Tabarés et al, (2001) "*Edge characteristics and global confinement of electron cyclotron resonance heated plasmas in the TJ-II stellarator*" Plasma Physics and Controlled Fusion **43** 1023

-
-
- [14] I.H. Hutchinson *"Principles of plasma diagnostics"* Cambridge University Press
- [15] D. Kalupin et al. (2003) *"Impact of hydrogen fuelling on confinement properties in radiative improved mode"* Plasma Physics and Controlled Fusion **45** 1501

Capítulo 3: Experimentos Perturbativos de Calentamiento por Microondas en el Heliac Flexible TJ-II

Con el fin de determinar el coeficiente de difusión de calor y los perfiles de deposición de potencia en el estelarátor TJ-II, se han llevado a cabo experimentos modulando a diferentes frecuencias (desde decenas de Hz a kHz) las microondas que sirven para calentar el plasma. Con los experimentos de modulación a alta frecuencia se obtiene el perfil de deposición de potencia, mientras que con los de baja frecuencia se obtiene el coeficiente de difusión de calor. El perfil de deposición de potencia obtenido con la modulación a alta frecuencia (del orden de 5 a 10 kHz) resulta más ancho y con menos absorción en primer paso que el calculado usando las técnicas de trazado de rayos. Las posibles causas de estas diferencias se discuten en el presente capítulo. También se han llevado a cabo experimentos modulando a baja frecuencia (en el rango de 50 a 150 Hz) uno de los girotrones lo que nos permite estimar el coeficiente de difusión de calor utilizando la Transformada de Fourier. En estos cálculos se incluye el perfil de deposición de potencia estimado anteriormente como nuevo ingrediente. Además se han realizado experimentos de encendido y apagado de un girotrón que, mediante técnicas de ajuste por mínimos cuadrados, nos permiten obtener los perfiles radiales del coeficiente de transporte de calor y de la potencia. Los perfiles así calculados son comparados con los obtenidos por las otras técnicas de modulación y de análisis de transporte mostrando, en general, un buen acuerdo.

3.1 *Introducción*

Las perturbaciones en la temperatura electrónica inducidas por la modulación del sistema de calentamiento por microondas ECRH (son las siglas de los términos ingleses Electrón Cyclotron Resonance Heating) así como por su encendido o apagado han demostrado ser un método potente para investigar la física del transporte de energía [1, 2, 3] así como para determinar el perfil de deposición de potencia [4].

En los experimentos de modulación llevados a cabo en el TJ-II las perturbaciones inducidas en la temperatura electrónica se han medido con un radiómetro heterodino de 16 canales calibrado absolutamente [5]. Además, se han realizado experimentos de encendido y apagado del ECRH para obtener tanto los perfiles radiales de deposición de potencia como los de difusividad térmica [6]. En el presente trabajo la difusividad de calor electrónica obtenida de esta manera se compara con la que resulta de los análisis de transporte en estado estacionario, obtenida utilizando una versión modificada del código Proctr [7], un código de transporte predictivo 1.5 D que considera la geometría compleja tridimensional del estelarátor promediando el tensor métrico en cada superficie magnética. También el perfil de deposición de potencia obtenido con el método de encendido y apagado se compara con el derivado de los experimentos de modulación a alta frecuencia y con las predicciones del modelo de trazado de rayos [8]. En el presente trabajo se discutirán las diferencias entre los cálculos WKB para una función de distribución Maxwelliana y los resultados experimentales.

La ventaja que puede proporcionar el método de encendido y apagado frente a los experimentos de modulación es que el primero nos da una medida instantánea de los perfiles de deposición de potencia y de difusividad térmica, mientras que el segundo nos da el promedio temporal de esas cantidades en el intervalo de tiempo analizado. La desventaja es que es más sensible a los errores de las medidas ya que los resultados dependen de los ajustes de los datos experimentales y por lo tanto son más sensibles a los errores de éstos. La técnica de encendido y apagado puede ser aplicada a los distintos ciclos de los experimentos de modulación, obteniendo de esta manera la evolución de los perfiles de deposición de potencia y de difusividad térmica a lo largo de la descarga.

Todos los experimentos llevados a cabo en este trabajo se han realizado en la configuración magnética 100_40_63, que se indica mediante cifras proporcionales a los valores de las corrientes circulan por las bobinas del TJ-II.

3.2 Análisis de los Experimentos Perturbativos de Calor en el TJ-II

Los experimentos perturbativos nos van a permitir la evaluación de los coeficientes de transporte de la expresión (1.8) a partir de la evolución temporal de la densidad, n , las temperaturas electrónica e iónica, $T_{e,i}$, o la corriente, j .

Para el estudio del transporte de calor en el fluido electrónico partimos de las ecuaciones de conservación de partículas y de energía:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} n &= -\nabla \Gamma + S_p \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n T \right) &= -\nabla q - \nabla \left(\frac{5}{2} T \Gamma \right) + \frac{1}{n} \Gamma \nabla (n T) + S_c \\ S_c &= S_{ECRH} - S_{ei} - S_{Brems} - S_{rad} \\ S_{Brems} &= 1,7 \cdot 10^{-38} Z^2 n_e n_i T_e^{1/2} \quad (Wm^{-3}) \end{aligned} \tag{3.1}$$

donde q representa el flujo de calor, $S_{p,c}$ representan los términos fuente de partículas y de energía, n representa la densidad y T la temperatura. Los canales de pérdidas de calor son la convección, la difusión, la radiación electromagnética por *Bremstrahlung*, S_{Brems} [8], la potencia radiada por recombinación, S_{rad} , el intercambio de energía entre electrones e iones por colisiones, S_{ei} y las pérdidas por intercambio de carga, S_{cx} , que sólo aparecerán en la ecuación de transporte iónico. La radiación por líneas de emisión de impurezas y por *Bremstrahlung* son canales importantes de pérdidas pero pueden ser controlados minimizando el contenido de impurezas en el plasma. Cuando las temperaturas iónicas y electrónicas son muy diferentes, como es en nuestro caso, en el que se calientan únicamente los electrones, se pueden desacoplar ambas ecuaciones de balance de calor.

Vamos a hacer toda la descripción para el caso de una perturbación de calor, pero el caso de la densidad es análogo. Introduciremos una perturbación en la temperatura mediante la modificación de la potencia de calentamiento. El análisis de transporte de los experimentos perturbativos está basado en la ecuación linealizada de conservación de la energía. Para ello partimos de la ecuación completa y suponemos que la variación temporal de la densidad es más lenta que la de la temperatura lo que nos conduce a la expresión (3.2)

$$\frac{3}{2} n_e \frac{\partial}{\partial t} T_e + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r q_e) = P^{ECRH} - S^{ei} - S^0 \quad (3.2)$$

Donde r es la coordenada radial en geometría cilíndrica (ver *Figura 1.4*), n_e , T_e y q_e son respectivamente la densidad, la temperatura y el flujo de calor electrónicos, P^{ECRH} es la deposición de energía debida al ECRH, S^{ei} es la energía transferida de los electrones a los iones por colisiones y S^0 son otras fuentes y sumideros de energía.

Considerando los términos difusivo y convectivo, el flujo de calor electrónico puede expresarse como:

$$q_e = -n_e \chi_e \nabla T_e + \frac{5}{2} T_e \Gamma_e \quad (3.3)$$

Con χ_e la difusividad de calor electrónica, y Γ_e el flujo de partículas electrónico.

En la ecuación de primer orden de balance de potencia podemos despreciar varios términos en la región central del plasma. Por un lado, los plasmas en los estelarátors se caracterizan por tener corrientes toroidales pequeñas. En nuestro caso la única fuente de corriente toroidal es la corriente de bootstrap, que es del orden de 1 kA para las condiciones experimentales que estamos analizando, así que en la ecuación de conservación de la energía podemos despreciar el término de potencia óhmica. Además, y debido a que estos experimentos se llevan a cabo a densidades bajas, la perturbación del acoplamiento entre los electrones y los iones es muy débil por lo que también ese término es despreciable en el balance electrónico así como el término de pérdida de energía debido a radiación.

Si la amplitud de la perturbación en los experimentos es pequeña, entonces las variables del plasma de la ecuación (3.2) pueden expandirse hasta primer orden en la perturbación:

$$n = n_0; \quad T = T_0 + T_1; \quad q = q_0 + q_1; \quad P^{ECRH} = P_0 + P_1; \quad \Gamma = \Gamma_0; \quad S^{ei} = S^{ei0}$$

donde hemos eliminado el subíndice e (de electrónico). Los valores de los parámetros en estado estacionario vienen indicados por el subíndice '0' mientras que la perturbación se indica por el subíndice '1'.

Con todo esto podemos obtener la aproximación de orden cero, que es la ecuación usual de transporte, y la ecuación de transporte linealizada de primer orden

que nos da la ecuación para la propagación de la perturbación de temperatura inducida por el ECH. En coordenadas cilíndricas se tendrá (3.4)

$$\frac{3}{2}n_o \frac{\partial T_1}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r q_1) = P_1 \quad (3.4)$$

Para llegar a la ecuación (3.4) hemos supuesto que la densidad no resulta perturbada, lo cual es una buena aproximación en los experimentos de modulación del ECRH. También hemos considerado que el término convectivo es despreciable, ya que como se muestra en [9] son necesarios valores grandes de la velocidad para conducir a errores significativos en la determinación de la difusividad. Despreciar ese término dará lugar, como se verá, a que en el perfil de deposición de potencia aparezcan contribuciones debidas a la convección rápida que estamos despreciando.

3.3 Experimentos de Modulación del ECRH

Los experimentos de modulación de ECRH en el dispositivo TJ-II se llevan a cabo según el siguiente diseño temporal de la descarga: primero se genera un plasma en equilibrio con uno de los girotrones que opera a su potencia nominal máxima ($P_0 = 300$ kW) y con las microondas depositadas en el eje magnético del TJ-II. Después de unos 100 ms, tras los cuales se alcanza una situación cuasi-estacionaria en el plasma, se enciende el segundo girotrón con su potencia modulada según una onda cuadrada. La potencia media del girotrón es de 50 kW (puesto que la potencia pico es de $P_1 = 100$ kW, con una modulación del 100%). Según esto, la potencia total inyectada en el plasma obedece a la expresión (3.5):

$$P(r,t) = P_0(r) + \text{Re} \left(\sum_k P_\omega^k(r) \cdot e^{ikt\omega_{\text{mod}}} \right) \quad (3.5)$$

Donde la frecuencia de modulación viene definida por $\omega_{\text{mod}} = 2\pi f_{\text{mod}} = 2\pi/\tau_{\text{mod}}$ y k es orden del armónico. Por simplicidad en las simulaciones que vamos a presentar a continuación solamente se va a considerar el primer armónico de la potencia modulada. Además, la señal del diagnóstico de ECE rara vez permite obtener más armónicos en un análisis de Fourier, debido al ruido electrónico. Por consiguiente la evolución de la temperatura electrónica vendrá dada por la ecuación (3.6)

$$T_e(r) = T_0(r) + \text{Re}(T^1 e^{i\omega_{\text{mod}} t}) \quad \text{con} \quad T^1 = T_\omega(r) e^{i\phi(r)} \quad (3.6)$$

donde ϕ es la fase y T_ω es la amplitud del primer armónico de la perturbación de la temperatura electrónica.

En cuanto a los experimentos realizados, para seleccionar adecuadamente el periodo de la modulación, τ_{mod} , hay que tener en cuenta los tiempos característicos del sistema. En nuestro caso existen dos tiempos característicos, el tiempo de confinamiento de la energía, τ_E (1-3 ms en el TJ-II), y el tiempo de colisión electrónica, τ_e (cientos de microsegundos en el TJ-II). Si el periodo de modulación excede el tiempo de confinamiento de la energía $\omega_{\text{mod}} \cdot \tau_E > 1$, entonces la ecuación de orden cero (la solución estacionaria) también se modularía, haciendo difícil el análisis de los resultados. Por otro lado, si la frecuencia de modulación fuese demasiado elevada, entonces no habría tiempo suficiente para permitir que la función de distribución de los electrones pudiera alcanzar el estado estacionario entre dos periodos de modulación consecutivos y la señal del diagnóstico de ECE podría entonces responder a la evolución de la función de distribución y no de la temperatura. Por lo tanto, esto nos da un límite superior para la frecuencia de modulación que es $\omega_{\text{mod}} \cdot \tau_e < 1$.

Las frecuencias utilizadas en los experimentos descritos y analizados en este trabajo varían entre kHz, para estudios del perfil de deposición de potencia, y cientos de Hz, para estudios de transporte de energía de los electrones, ambas dentro del intervalo descrito en el párrafo anterior.

3.3.1. Experimentos a Alta Frecuencia

En el caso en que la frecuencia de modulación sea lo suficientemente alta (f_{mod} del orden de decenas de kHz), la amplitud de la perturbación de la temperatura inducida por la modulación en la potencia del ECRH puede considerarse, en una primera aproximación, como una medida directa del perfil de deposición de potencia en el que aparecerán incluidos los fenómenos rápidos de transporte, ya que los efectos de transporte lento serán despreciables. Dado que la longitud de decaimiento del pulso de calor, $\lambda = (4\chi_e/3\omega_{\text{mod}})^{1/2} \approx 0.6 \text{ cm}$ (para $\chi=1 \text{ m}^2/\text{s}$ y frecuencia de 5 kHz), es mucho más pequeña que la anchura del perfil de deposición de potencia del ECRH, la

amplitud del pulso de calor medida en cada posición radial estará directamente relacionada con la potencia que se deposita en esa posición en particular.

Por lo tanto, y considerando despreciables los efectos de transporte lento, para frecuencias de modulación elevadas el perfil de deposición de potencia se obtiene de la ecuación de transporte de calor en el límite de alta frecuencia:

$$P_{\omega}(r) \approx \frac{3}{2} 2 \pi f_{\text{mod}} n_o T_{\omega}(r) \quad (3.7)$$

Esta expresión se obtiene de despreciar la contribución del transporte difusivo en la ecuación (3.4). Esto siempre se podrá hacer si se cumple que $\chi(\Delta T/T)^2 \ll \omega$. Para una caracterización lo más completa posible del la segunda línea de calentamiento, se han medido las amplitudes de las perturbaciones de la temperatura electrónica inducidas por la modulación de potencia del girotrón para diferentes valores del campo magnético central (lo que supone calentamiento en eje y fuera de eje) y para diferentes frecuencias de modulación (0.5 kHz, 5 kHz y 10 kHz). Las potencias nominales en cada línea fueron $P_0(L1) = 300$ kW y $P_1(L2) = 100$ kW modulada al 100%. Para conocer P_{ω} a partir de T_{ω} es preciso contar con una buena medida de la densidad, n_o , que además debe ser constante en el tiempo.

En la *Figura 3.1* se muestran unos perfiles típicos de temperatura y densidad

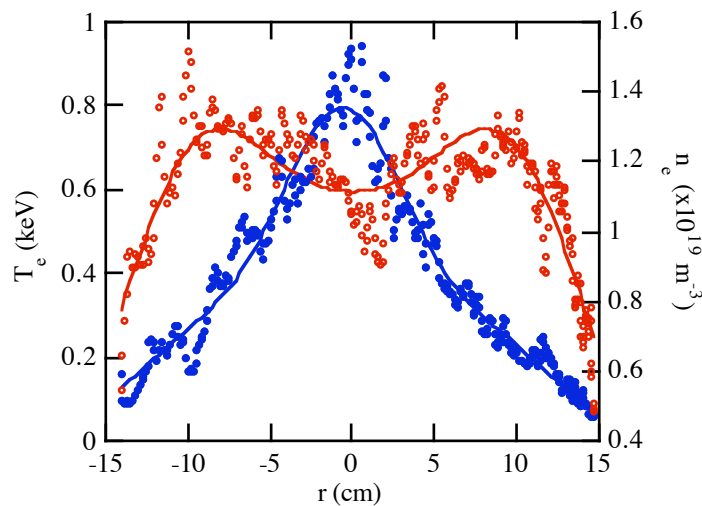


Figura 3.1: En esta gráfica se muestran los perfiles de T_e (azul) y n_e (rojo) medidos por el diagnóstico de esparcimiento Thomson durante los experimentos de modulación de ECRH a alta frecuencia (disparo #2290).

electrónica medidos por el diagnóstico de esparcimiento Thomson para los experimentos de modulación a alta frecuencia.

La *Figura 3.2* muestra los perfiles de deposición de potencia obtenidos con experimentos de modulación a 5 kHz para dos valores diferentes de campo magnético $\Delta B_0/B_0 = 0\%$ (en eje) y 1% (≈ 1 cm fuera de eje), donde $B_0 = 0.95$ T que corresponde al valor del campo magnético para el cual la resonancia de las microondas con los electrones del plasma ocurre en el eje. El mejor ajuste de los datos experimentales se obtiene para un perfil que es la suma de dos gaussianas. Como se puede ver en la *Figura 3.2* el perfil de deposición es más ancho para el caso $\Delta B_0/B_0 = 1\%$, que corresponde a calentamiento fuera de eje, como era de esperar. Además, la densidad de potencia absorbida es, en el centro del plasma, la mitad en el caso fuera de eje.

La integral de la potencia absorbida en la gaussiana estrecha (que puede asimilarse a la absorción en primer paso) es de 33,4 kW en el caso de campo nominal mientras que este valor cae a 21,2 kW en el caso de calentamiento fuera de eje.

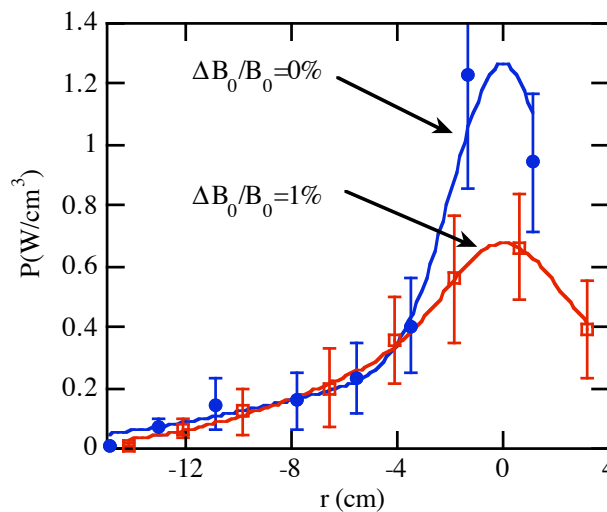


Figura 3.2: Perfil de deposición de potencia de la línea de transmisión QTL2. Los resultados se han obtenido modulando el ECRH a 5 kHz para dos valores del campo magnético central: $\Delta B_0/B_0 = 0\%$ en azul (calentamiento en el eje) y para $\Delta B_0/B_0 = 1\%$ en rojo (calentamiento fuera del eje). Los puntos experimentales se han ajustado mediante la suma de dos gaussianas. La potencia integrada para esos perfiles de deposición será de 50 kW en el caso de una absorción del 100%

Este hecho tampoco debe sorprender si tenemos en cuenta que el coeficiente de absorción de las microondas depende fuertemente de la temperatura y es lineal con la densidad.

En la Figura 3.3 podemos ver la comparación entre el perfil de deposición de potencia obtenido por técnicas basadas en la teoría WKB [8] y el obtenido experimentalmente para el caso de calentamiento en el eje ($B_0 = 0.95$ T en la Figura 3.2). Esta comparación muestra que el perfil de deposición de potencia medido es mucho más ancho que el estimado por trazado de rayos. Este ensanchamiento puede tener, en principio, diversas explicaciones. La más directa es que la absorción en primer paso sea menor que la predicha por los cálculos de trazado de rayos (90% para las condiciones experimentales del plasma). Esto podría deberse a que la aproximación WKB no fuera adecuada para los gradientes tan abruptos de densidad y temperatura que aparecen en el TJ-II, y que podrían hacer que los efectos de la difracción fueran importantes. En este caso podría ser necesaria una simulación más realista de la propagación del frente de ondas a través del plasma. Los cálculos de trazado de haces gaussianos [10] han demostrado que los códigos estándar de trazado de rayos subestiman la anchura del perfil de deposición de potencia. Este efecto puede ser particularmente importante para la línea QTL2 que está altamente enfocada, con una anchura del rayo de 0,95 cm en el centro del plasma. La anchura de la línea QTL1 esta enfocada en la ventana de vacío, con una anchura de 3 cm, lo que conduce una anchura de 10 cm en el eje

magnético, por lo que en este caso sí podría aplicarse la teoría WKB.

Los efectos cinéticos del calentamiento pueden también contribuir al ensanchamiento del perfil de deposición. La teoría cuasi-lineal del calentamiento resonante por ECRH [11] predice la deformación estable de la función de distribución de los electrones, dando lugar a la aparición de una cola supratérmica. Es bien sabido que la existencia de electrones de alta energía provoca absorción a campos más altos que el resonante, lo cual da

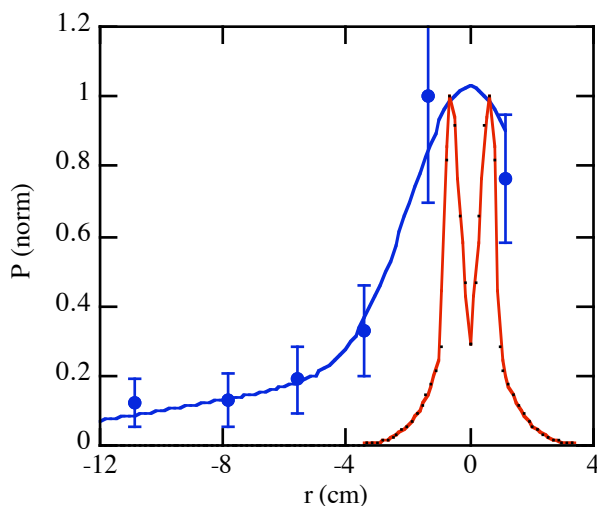


Figura 3.3: Perfil normalizado de deposición de potencia de la línea de transmisión QTL2 obtenido a partir de cálculos de trazado de rayos (rojo) y a partir de los experimentos de modulación de potencia del ECRH (azul). En los puntos experimentales se incluyen las barras de error.

lugar a un ensanchamiento del perfil de absorción [12]. Esta explicación es la que se ha dado al ensanchamiento observado en el estelarátor W7-AS [13]. También el hecho de que la absorción en primer paso no sea completa puede dar lugar a un ensanchamiento del perfil de deposición como ya ha sido observado en el estelarátor TJ-IU [14].

No podemos excluir que otros mecanismos cinéticos puedan contribuir al ensanchamiento. Los procesos de transporte rápidos relacionados con la modulación, incluso a la frecuencia más alta aplicada, 10 kHz, pueden inducir modificaciones en las propiedades cinéticas del plasma. La difusión perpendicular en el espacio de momentos, inducida por el calentamiento ECRH, incrementa la población de partículas atrapadas elevando así el flujo hacia fuera de electrones rápidos [13]. Esto daría lugar al desplazamiento de electrones rápidos hacia posiciones más externas, lo que origina un transporte rápido de energía. Teniendo en cuenta todas estas consideraciones acerca del transporte cinético, hay que resaltar una vez más que el perfil de deposición de potencia obtenido con la ecuación (3.7) no representa únicamente la potencia depositada directamente por el ECRH modulado, sino que incluye potencia que pueda llegar de otras zonas del plasma debido a fenómenos rápidos de transporte.

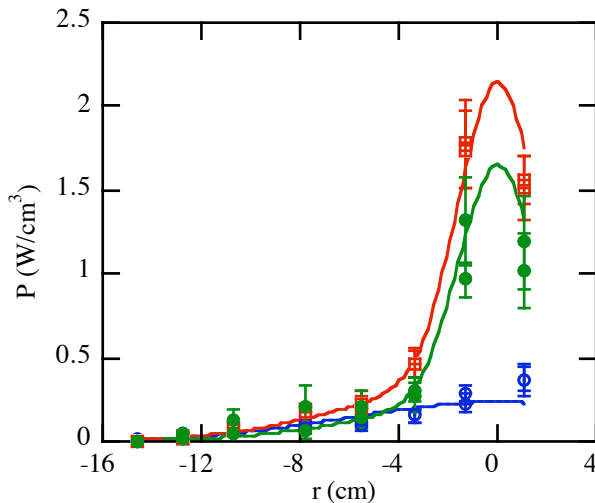


Figura 3.4: Perfiles de deposición de Potencia de la línea de transmisión QTL2 medidas para tres frecuencias de modulación de la potencia: 10 kHz (verde), 5 kHz (rojo) y 0.5 kHz (azul). Se han incluido dos disparos para cada frecuencia para mostrar la reproducibilidad de los resultados. Las líneas continuas son los mejores ajustes a los puntos experimentales.

La comparación de los perfiles de deposición de potencia obtenidos para diferentes frecuencias de modulación puede darnos información acerca de las escalas temporales de los fenómenos de transporte rápidos. Si el perfil resultante es el mismo para todas las frecuencias, eso nos indicaría que los fenómenos rápidos lo son más aún que la más alta de las frecuencias. Los perfiles de deposición obtenidos para las frecuencias de modulación de 0,5 kHz, 5 kHz y 10 kHz pueden verse en la Figura 3.4. Ésta muestra que las anchuras para las dos frecuencias más altas son muy similares, por lo tanto de ahí

podemos inferir que los fenómenos transitorios de transporte deben ser más rápidos que 200 m/s, ya que la separación entre los canales del radiómetro es típicamente de 2 cm. El perfil de deposición obtenido para la frecuencia de modulación de 0,5 kHz es más ancha que las anteriores, pero eso puede ser debido a la influencia del transporte difusivo que no puede excluirse para una frecuencia tan baja. Estos resultados no están en conflicto con los presentados en [15], en los cuales no se observaba transporte convectivo. En ese trabajo se consideraban frecuencias de modulación mucho más pequeñas que las presentadas en este trabajo y, por tanto, eran más indicadas para explorar fenómenos lentos de transporte difusivo.

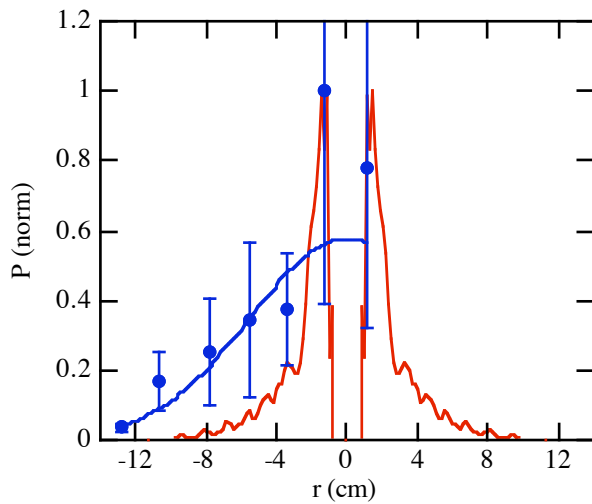


Figura 3.5: Perfil de deposición de potencia obtenido para la línea de transmisión QTL1 (azul) comparada con los resultados del trazado de rayos (rojo).

La *Figura 3.5* muestra el perfil de deposición de potencia obtenido para la línea QTL1. En éste experimentos las potencias nominales de cada línea han sido las siguientes: $P_0(\text{QTL2}) = 300 \text{ kW}$ y $P_1(\text{QTL1}) = 100 \text{ kW}$ con 100% de modulación. Ese perfil así obtenido se compara con los resultados de los cálculos de trazado de rayos para una función de distribución maxwelliana. Los puntos experimentales se ajustan con una gaussiana con una anchura máxima a mitad de altura (FWHM) de alrededor de 7 cm. Las diferencias entre los perfiles medidos y los estimados es menos

pronunciada que en el caso de la línea 2. La densidad del plasma es similar en ambos conjuntos de experimentos (densidad de línea media $\approx 0.65 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$), de manera que las diferencias deben ser atribuidas a los diferentes tamaños del haz de ambas líneas. A su vez éstas dan lugar a diferentes densidades de potencia. Debemos resaltar aquí que los efectos cinéticos citados anteriormente son tanto más pronunciados cuanto mayor es la densidad de potencia.

3.3.2. Experimentos a Baja Frecuencia

Los experimentos a bajas frecuencias son los adecuados para estudiar los fenómenos de transporte lentos. En estos experimentos se usa la evolución temporal de la temperatura electrónica durante los procesos de modulación de la potencia del ECRH. A partir de ella se reconstruyen las fuentes de calor y los coeficientes de transporte mediante la resolución del problema inverso de transporte [16] para la ecuación de primer orden del balance de potencia (ecuación (3.4)). El límite inferior para la frecuencia de modulación viene dado, como ya se ha dicho, por el tiempo de confinamiento de la energía $\omega_{\text{mod}}\tau_e \gg 1$; así pues la frecuencia de modulación debe ser aproximadamente mayor que 50 Hz.

Las cantidades a determinar en la ecuación de transporte son la potencia absorbida, P^{ECRH} , y la difusividad térmica de los electrones, χ , ambas cantidades dependientes del radio. Para resolver este problema podemos realizar un análisis de Fourier de las señales del diagnóstico de ECE, suponiendo que las perturbaciones son del tipo dado por las ecuaciones (3.5) y (3.6). Si suponemos además que la densidad electrónica es constante en el tiempo (tenemos un experimento débilmente perturbativo), la ecuación de transporte de primer orden puede escribirse como una ecuación en los correspondiente armónicos, T_w :

$$\frac{3}{2}i\omega n_o T_w(r)e^{i\phi(r)} - \frac{1}{r}n_o \frac{\partial}{\partial r} \left(r \chi_e \frac{\partial}{\partial r} T_w e^{i\phi(r)} \right) = P_w \quad (3.8)$$

La difusividad térmica de los electrones se estima generalmente a partir de las cantidades anteriores usando una simplificación que desprecia la potencia absorbida [17]. En ese caso la difusividad térmica viene dada por la expresión

$$\chi_e = \frac{\frac{3}{4}\omega}{\phi' \left(\frac{T_w'}{T_w} + \frac{1}{2r} \right)} \quad (3.9)$$

donde la prima denota derivada radial.

Por consiguiente, la expresión anterior sólo es válida para los canales del diagnóstico de ECE fuera del área de deposición de potencia. Como hemos visto en la sección anterior, las medidas del perfil de deposición de potencia en el TJ-II muestran que éste no es tan estrecho como los cálculos de trazado de rayos predicen. Esto nos lleva a que el número de canales del ECE fuera de la zona de deposición de potencia

sea muy limitado en nuestro caso y, por lo tanto, la estimación de la difusividad térmica usando la expresión (3.9) no pueda ser llevada a cabo. Este problema se resuelve con la estimación independiente del perfil de deposición de potencia, llevado a cabo en nuestro caso mediante los experimentos de modulación a alta frecuencia, y su inclusión posterior en los cálculos de la difusividad térmica usando el procedimiento de función de Green [18], que nos permite generalizar la solución de la ecuación (3.9) para cualquier término fuente. Para eso, en primer lugar obtenemos la función de Green del sistema resolviendo la ecuación perturbativa de la temperatura, la ecuación (3.8) en geometría cilíndrica, para una fuente instantánea en $t=0$ localizada en $r=r'$:

$$\frac{3}{2}i\omega G(r,r') - \frac{\chi_e}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} G(r,r') \right) = \frac{1}{2\pi r'} \delta(r-r') \quad (3.10)$$

Si suponemos que la difusividad térmica es constante, la función de Green viene dada por:

$$G(r,r') = \begin{cases} \frac{1}{2\pi\chi_e} \left[K_0(zr) - \frac{K_0(za)}{I_0(za)} I_0(zr) \right] I_0(zr'); & r > r' \\ \frac{1}{2\pi\chi_e} \left[K_0(zr') - \frac{K_0(za)}{I_0(za)} I_0(zr') \right] I_0(zr); & 0 < r < r' \end{cases} \quad (3.11)$$

Donde K_0 es la función de McDonalds de orden cero, I_0 es la función de Bessel modificada de orden cero, $z^2 = 3\omega i / (2\chi_e)$ y a es el radio menor del TJ-II. Por lo tanto, el perfil de temperatura para un término fuente dado por $P_\omega(r)$ satisface:

$$T_\omega(r) e^{i\phi(r)} = 2\pi \int_0^r r' dr' G(r,r') P_\omega(r') \quad (3.12)$$

Las ecuaciones (3.10) a (3.12) se pueden resolver numéricamente introduciendo el perfil de deposición de potencia obtenido de los experimentos de modulación a alta frecuencia, para descargas de densidad y temperatura semejantes. Con ese perfil la difusividad térmica se obtiene mediante un ajuste por mínimos cuadrados entre las amplitudes y desfases calculados y medidos para los cuatro canales más internos. Los otros canales no se han considerado para el ajuste porque, de otra manera, la difusividad térmica no podría haberse considerado constante. Por lo tanto, con este procedimiento obtenemos la difusividad térmica en la parte central del plasma.

Los resultados aquí presentados han sido obtenidos en una serie de descargas reproducibles. En estas descargas primero se genera un plasma calentado con la línea QTL1 ($P_0(\text{QTL1}) = 300 \text{ kW}$) y una vez estabilizado se produce una perturbación introduciendo una potencia modulada con la línea QTL2 ($P_1(\text{QTL2}) = 100 \text{ kW}$ con una amplitud de la modulación del 100% y calentamiento en el eje). Estas descargas vienen caracterizadas por una temperatura electrónica central de alrededor de 1 keV y una densidad de línea promedio de $0.6 - 0.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Típicamente, a lo largo de la descarga la densidad se va incrementando ligeramente hasta alcanzar valores promedio de línea alrededor de $0.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. En la *Figura 3.6* puede verse una descarga tipo con la evolución temporal de la temperatura electrónica medida por el diagnóstico de ECE. Se observa una caída de la temperatura promedio debida al paulatino aumento de la densidad que se produce a lo largo de la descarga. Los canales más externos de estas descargas se ven afectados por eventos tipo ELM [19], especialmente en los primeros ciclos de la modulación y tienden a desaparecer conforme la densidad se incrementa.

Las *Figura 3.7* y *Figura 3.8* muestran la dependencia radial de las amplitudes y desfases de las perturbaciones de temperatura medidas y calculadas para dos frecuencias de modulación (60 Hz y 140 Hz). En ellas se ha incluido tres descargas con frecuencias de modulación de 60 Hz y dos de 140 Hz para mostrar la reproducibilidad de los resultados. El canal central del radiómetro ($r=-1 \text{ cm}$), que está muy en el centro de la región de deposición de potencia del ECRH, se ha tomado como referencia para

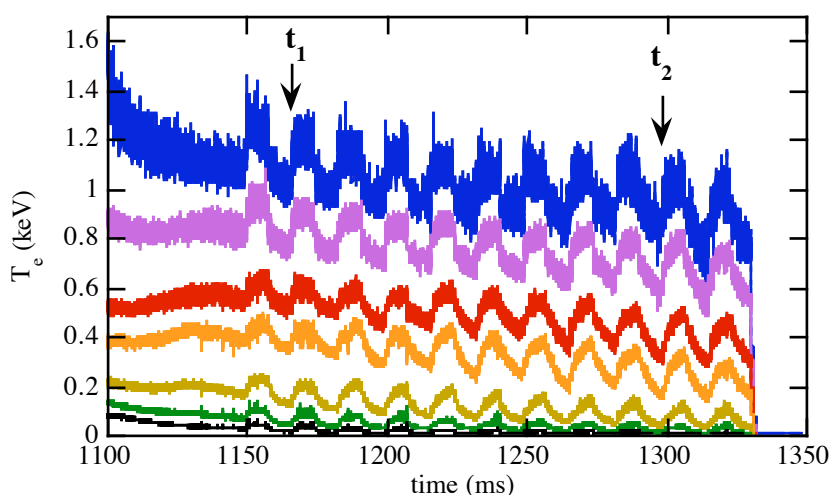


Figura 3.6: Evolución temporal de la temperatura electrónica para las diferentes posiciones radiales que mide el diagnóstico de ECE, durante un experimento de modulación de potencia del ECRH ($f_{mod} = 60 \text{ Hz}$).

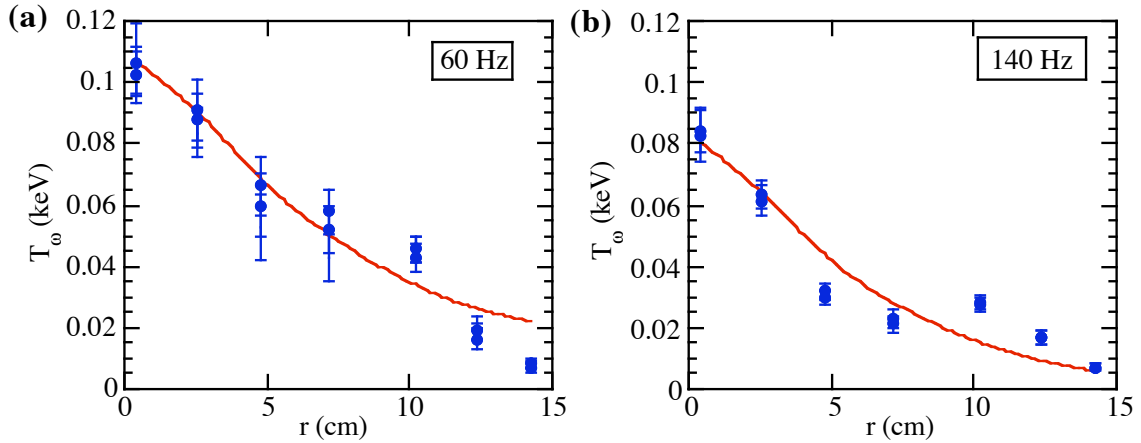


Figura 3.7: Dependencia radial de la amplitud de la perturbación de la T_e calculada (línea) y medida (círculos) a dos frecuencias de modulación del ECRH: (a) $f_{mod} = 60$ Hz (para tres descargas) y (b) 140 Hz (para dos descargas), con los valores de difusividad térmica obtenidas mediante un ajuste por mínimos cuadrados de los 4 canales más internos del diagnóstico de ECE: $\chi_e = 2.025$ m²/s ($f_{mod} = 60$ Hz) y $\chi_e = 1.75$ m²/s ($f_{mod} = 140$ Hz).

calcular los retardos del resto de los canales del diagnóstico de ECE. Esto se ha hecho así porque en estos experimentos no contamos con una medida en tiempo real de la potencia inyectada por el girotrón. La amplitud y el desfase temporal de las perturbaciones de la temperatura electrónica de los distintos canales del diagnóstico de ECE se han estimado numéricamente usando las expresiones (3.10) a (3.12) con el valor de la difusividad térmica, χ_e , ajustado de manera que las trazas del diagnóstico de ECE simuladas sean las que mejor ajusten (según el criterio de mínimos cuadrados) con los valores experimentales. Los valores así obtenidos para las difusividades térmicas son del orden de $\chi_e = (1.9 - 2.15)$ m²/s para $f_{mod} = 60$ Hz y de $\chi_e = (1.7 - 1.8)$ m²/s para $f_{mod} = 140$ Hz. Estas diferencias entre los valores de las difusividades térmicas para cada una de las frecuencias también han sido observadas en experimentos de modulación llevados a cabo en otros dispositivos.

Así por ejemplo, aunque esta dependencia se ha observado en W7-AS [1], no se ha considerado relevante dada la incertidumbre en el perfil de deposición de potencia y el hecho de que ésta se desprecia en sus ecuaciones (en esta ocasión se usó la ecuación (3.9) para calcular la difusividad térmica). Una explicación posible para esta dependencia, como se menciona en [20], es que la amplitud de la perturbación producida es mayor cuanto menor es la frecuencia de modulación, lo cual hace que esos resultados sean menos sensibles a efectos no considerados en el modelo, como la

superposición de los canales con los perfiles de deposición de potencia, lo que no está incluido en la ecuación (3.9). Como en nuestro caso el perfil de deposición de potencia sí que está incluido en el modelo, las diferencias en las difusividades tendremos que atribuírselas a otros fenómenos.

No podemos dejar de mencionar que la simulación que estamos realizando no es capaz de reproducir el decrecimiento en los desfases temporales que se miden a radios grandes como puede observarse en la *Figura 3.8*. Esta observación es muy robusta ya que los datos del diagnóstico de ECE para esas bajas frecuencias de modulación tienen una razón señal ruido lo bastante alta como para permitirnos llevar a cabo una determinación adecuada del retardo en los distintos canales. Por otro lado, y ya que en el caso del TJ-II los canales del diagnóstico de ECE están localizados en el lado de alto campo del eje del plasma, este efecto no puede ser debido a una distorsión directa de las medidas del diagnóstico causadas por electrones no térmicos. Como se ha dicho, durante el calentamiento por ECRH la función de distribución de los electrones sufre una distorsión que puede dar lugar a un aumento significativo de la población de electrones supratérmicos dentro de la zona de deposición de potencia, causando una emisión ciclotrónica electrónica desplazada hacia frecuencias más bajas y distorsionando de esta manera las medidas de temperatura electrónica en la zona de bajo campo, en la región donde el plasma es óptimamente delgado. Ya que en el lado de alto campo los canales del borde del plasma tienen frecuencias de resonancia más altas que el plasma caliente del centro, no pueden absorber emisiones desplazadas

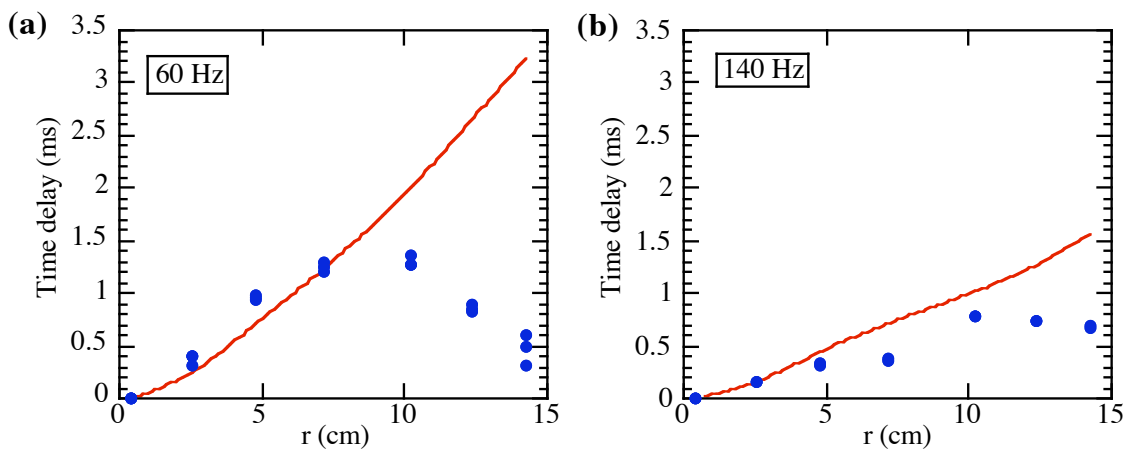


Figura 3.8: Dependencia radial del desfase temporal de la perturbación de la T_e calculada (línea continua) y medida (círculos) a dos frecuencias de modulación del ECRH: (a) 60 Hz y (b) 140 Hz asumiendo unos valores de la difusividad de $\chi_e = 2.025 \text{ m}^2/\text{s}$ y $\chi_e = 1.75 \text{ m}^2/\text{s}$, respectivamente (obtenidas mediante un ajuste de mínimos cuadrados)

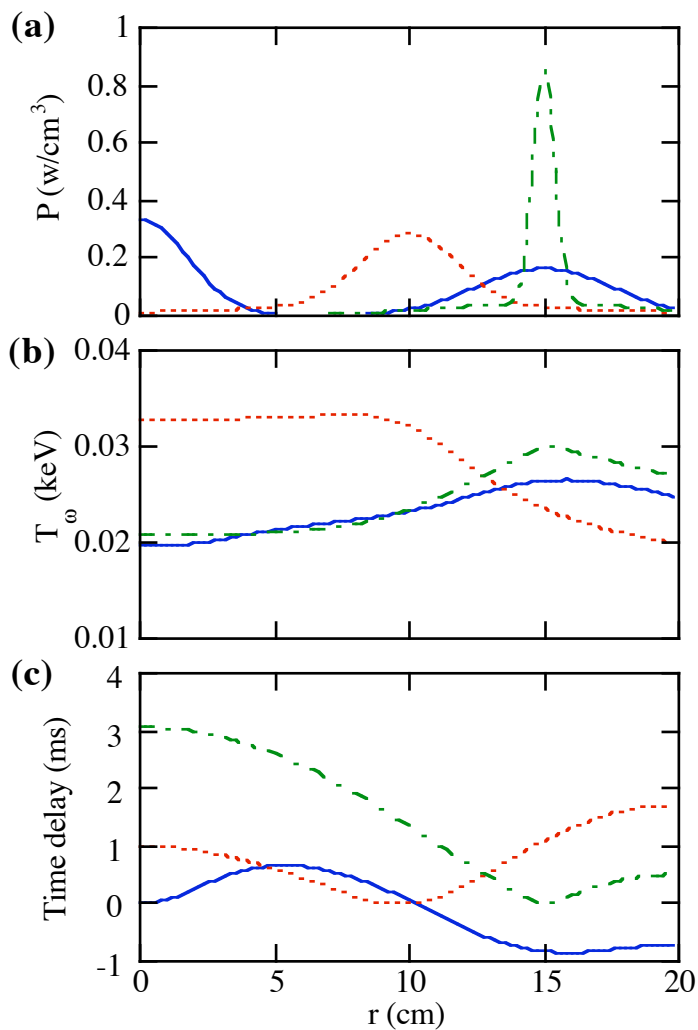


Figura 3.9: (a) Perfiles de deposición de potencia usados en las simulaciones, (b) amplitudes y (c) desfases temporales de las temperaturas electrónicas. Únicamente los perfiles de deposición con dos máximos pueden dar lugar a resultados cualitativamente similares a los experimentales.

un doble pico en el perfil de deposición de potencia, con uno de los máximos que esté aproximadamente en el centro del plasma y el otro centrado en la zona exterior. En este caso, los retardos pueden decrecer en la zona donde aparece el segundo máximo.

Los perfiles de deposición de potencia del TJ-II encontrados en los experimentos de modulación a alta frecuencia no muestran ese tipo de comportamientos, sino que decrecen monótonamente a lo largo del radio menor y, por lo tanto, los retardos encontrados en los canales más externos del diagnóstico de ECE no pueden ser explicados por perfiles del tipo de doble pico. Así pues, este comportamiento solamente podría explicarse con algún otro mecanismo,

hacia frecuencias menores, independientemente del espesor óptico de los mismos.

Se han advertido características similares en el comportamiento de los desfases observados en los experimentos del estelarátor W7-AS [1] y en su caso fueron atribuidos a la fracción de potencia absorbida fuera de eje. Para investigar dicha posibilidad, hemos realizado simulaciones usando las ecuaciones (3.10) a (3.12) con diferentes tipos teóricos de perfiles de deposición de potencia (ver *Figura 3.9*). En estas simulaciones puede observarse que únicamente es posible reproducir cualitativamente los retardos y amplitudes experimentales si tenemos

evidentemente no difusivo, que depositase potencia directamente en alguna región externa del plasma. Como el modelo que hemos usado únicamente considera transporte difusivo, cualquier contribución al transporte de otro tipo aparecerá en el término fuente, que es el término de deposición de potencia. Las pérdidas directas de partículas por rizado del campo magnético combinadas con el bombeo hacia afuera debido al ECH podrían explicar los resultados experimentales.

3.4 Experimentos de Encendido y Apagado

Otra aproximación posible para resolver el problema del transporte perturbativo, gobernado por la ecuación (3.4), consiste en operar con alguna parametrización funcional del perfil de deposición de potencia y de la difusividad térmica y resolver el problema para esos parámetros, usando técnicas similares a las del Capítulo 2: . En esta ocasión la perturbación introducida consiste en el encendido o apagado de un girotrón y se estudia la evolución subsiguiente de los parámetros del plasma. Empezando con la ecuación (3.4) introducimos las funciones de las cantidades a determinar, $P(r, \alpha_i)$ y $\chi(r, \beta_i)$, y ajustamos los parámetros libres de las mismas, α_i y β_i , de manera que la simulación de la evolución de la temperatura ajuste con las temperaturas experimentales medidas con los canales del diagnostico ECE usando un método de ajuste por mínimos cuadrados. De esta forma se calcula el conjunto de parámetros que minimizan la diferencia entre las señales experimentales y las simuladas.

Simularemos perfil de deposición de potencia del girotrón de la línea QTL2 como la suma de dos gaussianas:

$$P_{ECRH} = W_0 \left[\eta \exp\left(-\left(\frac{r}{\Delta_1}\right)^2\right) + (1 - \eta) \exp\left(-\left(\frac{r}{\Delta_2}\right)^2\right) \right] \quad (3.13)$$

Esta función reproduce adecuadamente el perfil de deposición de potencia obtenido de los experimentos de modulación a alta frecuencia del ECRH (ver sección 3.3.1.). Los cuatro parámetros libres que se obtienen a través del procedimiento de ajuste son: W_0 , el máximo de la densidad de potencia absorbida; $\Delta_{1,2}$, las anchuras de las dos gaussianas y η , la fracción de potencia absorbida en primer paso. Se supone, por tanto, que la gaussiana más ancha aparece bien por la potencia que se absorbe en segundo y ulteriores pasos, bien por fenómenos rápidos de transporte citados

anteriormente. En el ajuste se da cierta libertad al término fuente, pero no se permite que se aleje excesivamente del calculado mediante las técnicas de modulación rápida.

La difusividad térmica se ajusta a su vez por la expresión siguiente:

$$\chi(r) = \chi_0 + \chi_1 r + \chi_2 r^2 + \chi_3 r^3 + \chi_4 \exp\left(-\frac{(r-r_1)^2}{\Delta^2}\right) \quad (3.14)$$

En este caso los parámetros libres son : $\chi_0, \chi_1, \chi_2, \chi_3, \chi_4, r_1$ y Δ .

La exponencial final nos da una indicación de cómo de rápido aumenta la difusividad cerca del borde del plasma. Es coherente suponer que la difusividad aumenta fuertemente en el borde del plasma con la observación de perfiles de temperaturas planos para $r/a > 0.8$ y los análisis de transporte muestran, en efecto, este rápido aumento [21]. Los valores del perfil de deposición de potencia y de la difusividad térmica electrónica obtenida para un experimento típico de encendido del ECRH en el TJ-II pueden verse en la *Figura 3.10*. En este caso, el girotrón de la línea QTL2 ($P_{\text{ECRH}}(\text{QTL2})=100$ kW) se enciende una vez el plasma ha alcanzado condiciones estacionarias.

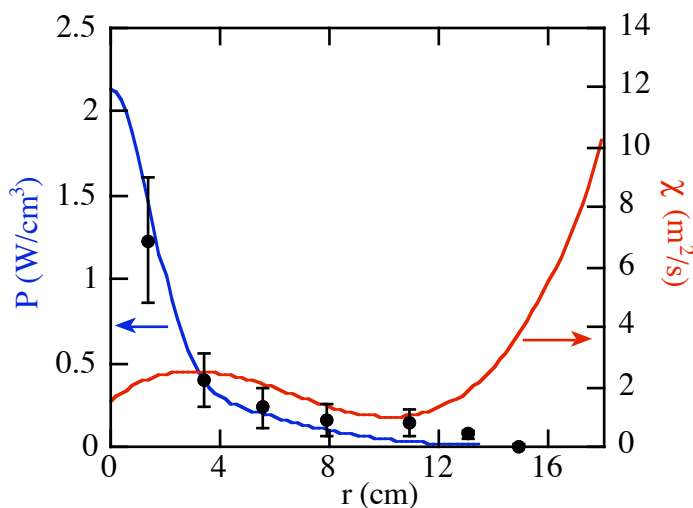


Figura 3.10: Perfiles de deposición de potencia (azul) y difusividad térmica (rojo) obtenidos usando el procedimiento de ajuste descrito en esta sección durante un experimento de encendido del ECRH. Los puntos experimentales del perfil de deposición de potencia obtenidos en los experimentos de modulación a alta frecuencia (círculos negros) se muestran para facilitar la comparación de los resultados

El perfil radial de la difusividad térmica y su magnitud es muy similar a los valores obtenidos usando análisis de transporte [22]. La difusividad varía lentamente a lo largo del radio del plasma y aumenta fuertemente en el borde. Los valores correspondientes a los canales más externos del diagnóstico de ECE son menos fiables que los de los canales internos. El espesor óptico del plasma es menor en esas posiciones externas y, por lo tanto, la

temperatura radiativa dada por las medidas del diagnóstico ECE no debería representar adecuadamente a la temperatura cinética. Sin embargo, los resultados experimentales muestran que las medidas de temperatura realizadas a partir del diagnóstico de ECE coinciden con las obtenidas mediante el diagnóstico de esparcimiento Thomson [23], incluso en los canales del borde. Esta sorprendente coincidencia se atribuye a las múltiples reflexiones de la emisión ciclotrónica que hacen aumentar el espesor óptico. En todo caso, la información temporal se perdería, por lo que esos canales no son útiles para nuestros experimentos perturbativos.

3.4.1. Evolución Temporal de los Perfiles de Deposición de Potencia

El método descrito al principio de esta sección también puede utilizarse para explorar los experimentos de modulación de potencia si consideramos éstos como una secuencia de experimentos de encendido y apagado llevados a cabo durante una descarga. Se pueden realizar los ajustes de los parámetros descritos anteriormente en diversos ciclos de la modulación durante la descarga obteniendo de esta manera la evolución temporal de los perfiles de deposición de potencia y de la difusividad térmica. Los perfiles obtenidos con los análisis de Fourier pueden ser considerados por tanto como un promedio temporal de los valores que toman dichos perfiles a lo largo de la descarga.

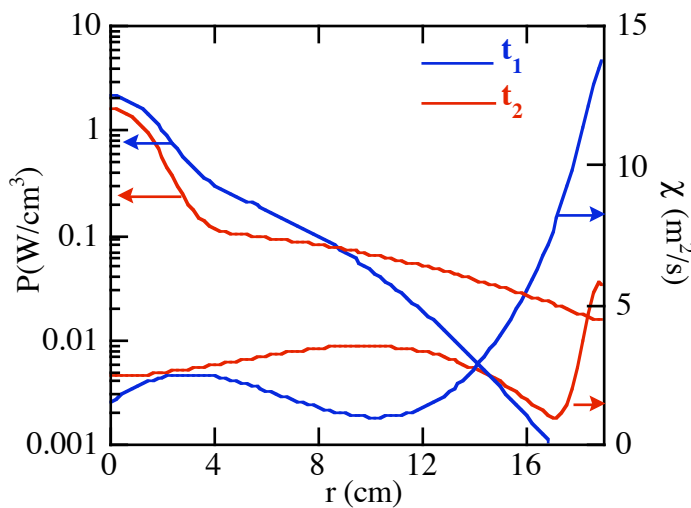


Figura 3.11: Perfiles de deposición de potencia y de difusividad térmica calculados para los dos ciclos de modulación de potencia indicados en la Figura 3.6.

Si observamos la evolución temporal de los canales del ECE representada en la Figura 3.6 podemos ver claramente que los perfiles de temperatura evolucionan y, por lo tanto, también lo harán los perfiles de deposición de potencia, puesto que la absorción aumenta fuertemente con la temperatura y es lineal con la densidad. Así pues, esta evolución puede explicarse

por el hecho de que la densidad promedio de la descarga va incrementándose ligeramente a lo largo de toda ella, haciendo que la temperatura electrónica decrezca y

que el perfil de deposición se vaya haciendo más ancho a lo largo de la descarga. El ajuste de los parámetros de los perfiles de deposición de potencia y difusividad confirma esta explicación. En la *Figura 3.11* se muestran los perfiles de deposición de potencia y de difusividad térmica para $t = 1165.7\text{ms}$ y para $t = 1281.7\text{ms}$ obtenidos ajustando los parámetros en la fase del encendido del ciclo de modulación. En ambos casos la absorción en primer paso es menor que la predicha por las técnicas de trazado de rayos (menos de un 50%, a comparar con la teórica de un 90%).

3.4.2. Experimentos de Polarización

Una característica del haz de microondas que no hemos comentado hasta ahora es que la radiación de salida del girotrón está polarizada linealmente. El vector de esta polarización lo podemos rotar por medio de un espejo plano corrugado (con profundidad de corrugación $\lambda/4$), situado al principio de la línea de transmisión QTL2. La posición inicial del espejo es tal que el vector de polarización es

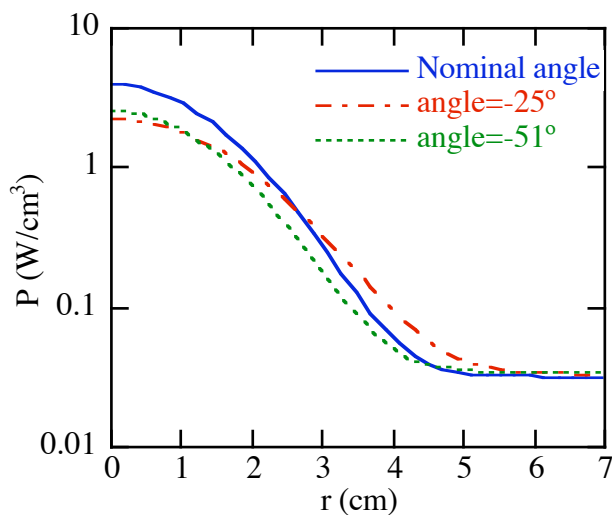


Figura 3.12: Perfiles de deposición de potencia estimados a partir del experimento de apagado para diferentes ángulos de polarización. El ángulo nominal corresponde a que la inyección sea toda en modo X, -25° corresponde a una fracción de 0.64 de potencia polarizada como modo X y -51° corresponde a 0.20 de la potencia como modo X.

perpendicular al campo magnético en el eje, de manera que estamos excitando el modo X en el plasma. Los cambios inducidos en la polarización durante la propagación de la onda a través del plasma no han sido considerados, y lo que se hizo fue planear una serie de experimentos para ajustar la orientación del plano de polarización y encontrar su posición óptima en el plasma. La rotación de este polarizador nos permite variar las ondas inyectadas por el girotrón desde modo X puro a modo O puro. El procedimiento de ajuste se ha usado en el apagado para estimar los perfiles de deposición de potencia y las difusividades para varios casos de polarización. Los resultados pueden verse en la *Figura 3.12*. En ésta puede observarse que los perfiles de deposición de potencia se hacen más anchos para ángulos cercanos al modo O. A pesar de que la polarización no es la correcta, la potencia total absorbida (primer paso más reflexiones posteriores) es considerable, llegando prácticamente al

perpendicular al campo magnético en el eje, de manera que estamos excitando el modo X en el plasma. Los cambios inducidos en la polarización durante la propagación de la onda a través del plasma no han sido considerados, y lo que se hizo fue planear una serie de experimentos para ajustar la orientación del plano de polarización y encontrar su posición óptima en el plasma. La rotación de este polarizador nos permite variar las ondas inyectadas por el girotrón desde modo X puro a modo O puro. El procedimiento de ajuste se ha usado en el apagado para estimar

80%. Este valor ha sido obtenido integrando el perfil de deposición de potencia a todo el volumen.

Una posible explicación de la poca variación de los perfiles con la polarización es que las microondas atraviesan el plasma con una baja absorción en primer paso y, después de sufrir reflexiones, la polarización se convierte en aleatoria y las microondas son absorbidas en todas las posiciones radiales del plasma dando lugar a que los perfiles de deposición de potencia tengan unas colas grandes. Más aún, la polarización de la línea QTL2 está gobernada por un polarizador lineal y, por lo tanto, la polarización del haz cerca del eje magnético puede haber cambiado por efecto de la refracción en el plasma caliente y ya no ser lineal. En este último caso es posible que la polarización del haz sea una mezcla de modos X y O incluso en el primer paso.

3.5 Propagación no Difusiva de la Onda de Calor

El estudio de los desfases temporales de las perturbaciones que sufren los distintos canales del ECE en experimentos de modulación, tanto a alta como a baja frecuencia, nos va a dar información acerca del tipo de transporte que actúa en estos experimentos.

Como ya dijimos anteriormente, a altas frecuencias de modulación únicamente deberían tener respuesta los canales que reciben directamente la potencia del girotrón y, además, deberían responder todos en el mismo instante temporal en que ésta se deposita. A baja frecuencia los desfases deberían aumentar monótonamente y con una dependencia de $t^{1/2}$ hacia los canales más externos, ya que la onda de calor se transmite, en principio, difusivamente desde el centro, que es donde se deposita la potencia, hasta el borde. Como puede verse en la *Figura 3.13* eso no es así. A alta frecuencia (5kHz, 10 kHz) se puede observar cómo existe un desfase que aumenta de forma aproximadamente lineal con el radio. Esto revela la existencia de un fenómeno rápido y no difusivo de transporte que aparece en estos experimentos de modulación. El pulso de calor se propaga aproximadamente con velocidad constante que se puede obtener haciendo un ajuste lineal de los puntos con respecto al tiempo. En este caso puede verse en la *Figura 3.13* que las velocidades de propagación son de $v=(0.24 - 0.33)$ m/s para frecuencias de modulación de 5 kHz de modulación y de $v=(0.20 - 0.24)$ m/s para 10 kHz de modulación. En todo caso se trata de cantidades del mismo orden.

Por otro lado, viendo los resultados resulta evidente que a 0.5 kHz estamos teniendo también fenómenos de transporte difusivo ya que la forma de los desfases en

este caso se aproxima bastante a la obtenida para 60 Hz. En el caso de baja frecuencia también hay fenómenos que no podemos explicar con un modelo de transporte puramente difusivo, ya que en ese caso no podríamos tener un decrecimiento del desfase con el radio. Este comportamiento no monótono del desfase se observa en todos los experimentos realizados a bajas frecuencias de modulación como ya se ha comentado en secciones anteriores de este capítulo. En la *Figura 3.13* podemos ver que algunos puntos, correspondientes a las descargas #2292 (en dos intervalos temporales) y #2267, están muy alejados de la tendencia general del resto, Pensamos que quizás

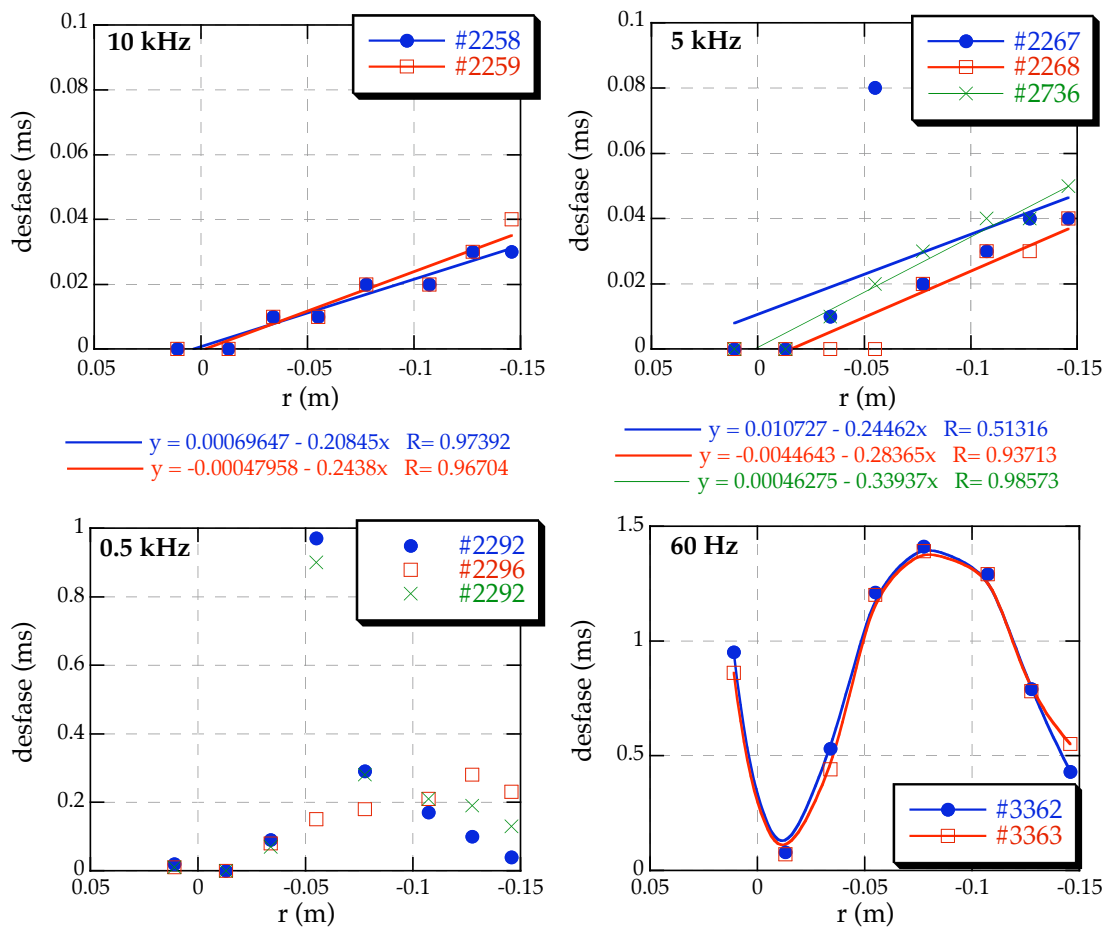


Figura 3.13: Desfases de las transformadas de Fourier de las señales del ECE para distintas frecuencias de modulación.

sean debidos a ruido electromagnético que perturbe la medida de los canales del ECE y no deben tenerse en cuenta por no ser significativos.

Por lo tanto, los resultados de los experimentos de modulación de potencia a altas frecuencias ponen de manifiesto la aparición del transporte de escala rápida. La

fase, retraso o velocidad de propagación de la onda de calor varía con la frecuencia de modulación. Además se ha podido ver que hasta ciertas frecuencias de modulación el comportamiento es difusivo mientras que para frecuencias superiores a ella, la propagación es balística, esto es, el espacio recorrido aumenta aproximadamente de forma lineal con el tiempo. La escala temporal de estos fenómenos de transporte nos la dará el inverso de la frecuencia de modulación a partir de la cual el perfil de desfase observado no varíe. Viendo las gráficas de estos perfiles se tiene que esta escala temporal no debe estar lejos del inverso de 5 kHz, es decir, ha de ser $t \approx 10^{-4}$ s. Por lo tanto estamos tratando con fenómenos que ocurren en los tiempos cinéticos, del orden de diez veces la frecuencia de colisión, por lo que las teorías ordinarias de transporte, basadas en la dinámica de fluidos, han de ser modificadas mediante la introducción de cálculos cinéticos.

Aparte de los fenómenos anteriores, la interacción de transporte y calentamiento ha dado lugar en el TJ-II a fenómenos interesantes como la aparición de perfiles huecos de densidad [24] y la creación de barreras de transporte [25]. Básicamente, la explicación a estos fenómenos consistiría en que el calentamiento por microondas da lugar a una difusión en el espacio de velocidades la cual es, aproximadamente, en dirección perpendicular al campo magnético [26].

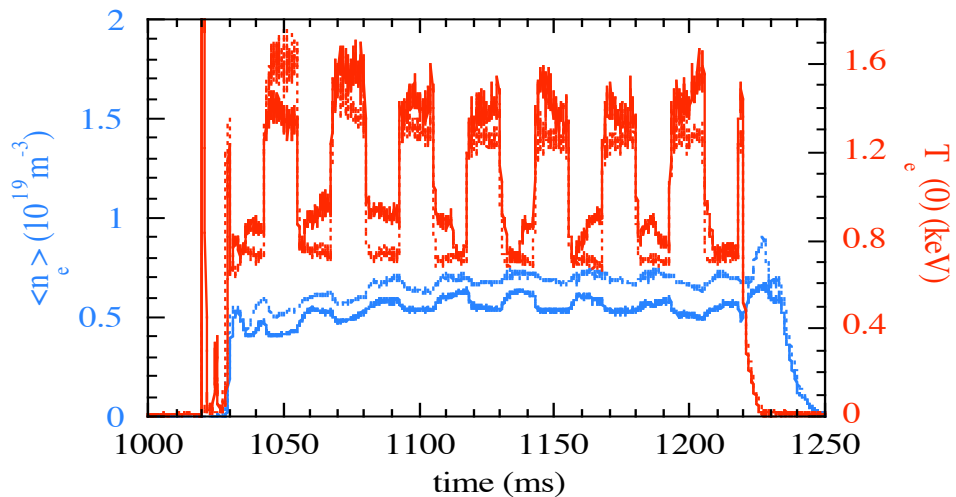


Figura 3.14: Señales de densidad de línea promedio (azul) y de temperatura electrónica en el canal central del diagnóstico del ECE (rojo) para una descarga con modulación de potencia a 60 Hz.

Debido a esta difusión, los electrones resonantes aumentan su velocidad perpendicular y pasan a estar más atrapados en los pozos de campo magnético. Las partículas atrapadas sufren más el efecto de las derivas debidas a la inhomogeneidad del campo magnético, con lo que se escaparán antes. Esto, en pocas palabras, se puede describir diciendo que las partículas penetran más en el cono de pérdidas y, por tanto, se pierden con más facilidad y dan lugar a un flujo extra de electrones hacia fuera.

El flujo inicial instantáneo de electrones que se tiene cuando se enciende el girotrón podrá ser grande pero, puesto que los iones no van a sufrir este proceso, aparecerá un campo eléctrico positivo que tenderá a frenar los electrones en los instantes siguientes, alcanzándose finalmente un estado estacionario. A este fenómeno de expulsión de electrones se le llama “bombeo hacia fuera” (en la literatura escrita en inglés se le denota como “pump-out”). En la *Figura 3.14* se observa como en dos experimentos de modulación muy perturbativos la densidad disminuye cuando aumenta la potencia, lo que es una clara muestra de la existencia de este bombeo hacia fuera. El “pump-out” se ha medido directamente utilizando el diagnóstico de la emisión de rayos X blandos en el TJ-II [27].

Además, en este tipo de experimentos se observa cómo el potencial se hace más positivo, como se observa en la *Figura 3.15*. Este hecho se debe a que el ritmo de

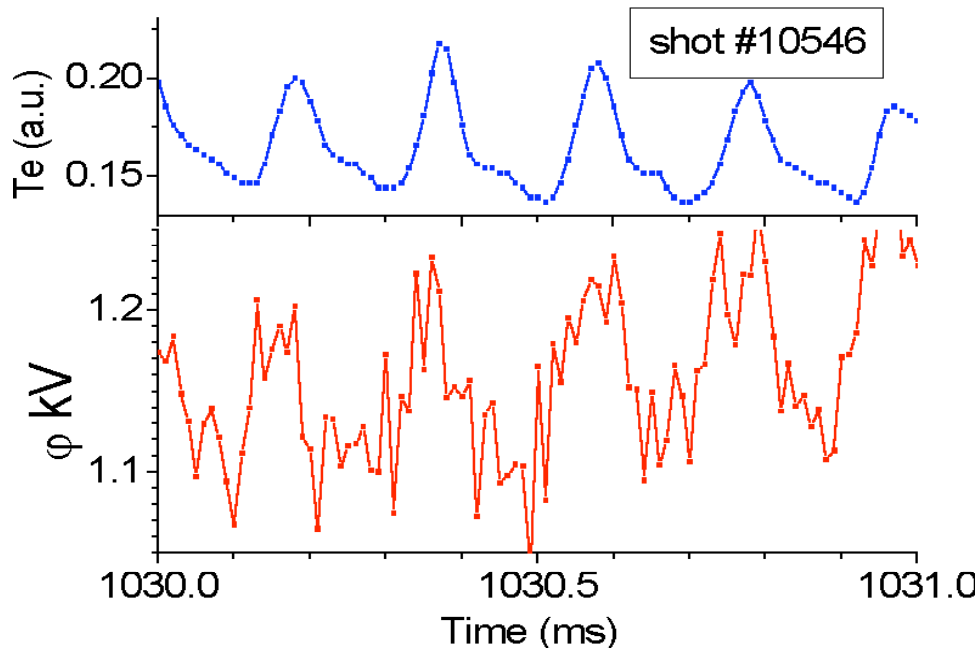


Figura 3.15: Potencial del plasma (rojo) y temperatura electrónica (azul) frente al tiempo.

pérdida de electrones es, instantáneamente, más rápido que el de pérdida de iones.

Si la perturbación cambia muy rápidamente, como ocurre en el caso de la modulación a alta frecuencia, no habrá tiempo de alcanzar el estado estacionario y tendremos siempre un flujo hacia fuera. Como hemos observado en los desfases, la propagación de este flujo es balística y a gran velocidad (del orden de 4000 m/s o mayor).

La existencia de estos fenómenos de transporte rápido pueden falsear los experimentos de modulación a alta frecuencia que se realizan para medir el perfil de deposición de potencia, si la frecuencia de modulación no es lo bastante rápida. De hecho darán lugar a la detección de potencia transmitida muy rápidamente, que tendrá toda la apariencia de un ensanchamiento del perfil de deposición. A menudo, este ensanchamiento se ha explicado mediante la introducción de una función de distribución no Maxwelliana [13] y, sin duda, la función de distribución de los electrones no se puede considerar Maxwelliana por efecto del calentamiento [12], pero hay que tener también en cuenta el tipo de fenómenos que se están comentando aquí.

Para cuantificar el flujo generado por el ECRH es necesario estimar la modificación del flujo de partículas que se pierden (por “pump out”) respecto al caso en que no hay perturbación. El cálculo exacto supondría resolver la ecuación cinética en 5 dimensiones (tres espaciales y dos en el espacio de velocidades). Pero también es posible atacar el problema desde el punto de vista microscópico y estudiar el movimiento de partículas independientes y luego obtener el comportamiento colectivo, usando métodos Montecarlo. Esta aproximación al problema obliga a desarrollar las ecuaciones de la interacción microscópica entre partículas y ondas, considerando que la fase onda-partícula es aleatoria y en el marco de una decorrelación estadística entre la fase de las partículas y de las ondas. Se trata, por tanto, de obtener las ecuaciones de Langevin para la interacción resonante entre onda y partícula.

Referencias

- [1] Giannone L *et al.* (1992) '*Electron thermal conductivity from heat wave propagation in Wendelstein 7-AS*' Nucl. Fusion **32** 1985
- [2] Cox M *et al* (1993) '*Thermal wave studies of electron transport using modulated ECRH*' Nucl. Fusion **33** 1657
- [3] Peters M (1995) "*Electron Heat Transport in Current Carrying and Currentless Thermonuclear Plasmas. Tokamaks and Stellarators compared*" Proefschrift
- [4] Hartfuss H J *et al* (1995) Proc. of the 9th Workshop on Electron Cyclotron Emission and Heating, (Borrego Springs) 445
- [5] de la Luna E *et al* (2001) '*Multichannel electron cyclotron emission radiometry in TJ-II stellarator*' Rev. Sci. Instrum. **72** 379
- [6] Andreev V F (1993) '*Reconstruction of transport coefficients from tokamak experimental data*' Nucl. Fusion **33** 499
- [7] Castejon F *et al* (1999) '*Transport analysis of first TJ-II plasmas*' Proc. 26th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. P1.065
- [8] Goldston RJ and Rutherford PH. '*Introduction to Plasma Physics*' Ed: Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia (c) IOP Publishing Ltd. 1995
- [9] Gasparino U *et al* (1998) '*Transport analysis through heat waves driven at different radial positions*' Plasma Phys. and Control. Fusion **40** 233
- [10] Poli E *et al* (2001) '*EC beam tracing in fusion plasmas*' Fusion Eng. and Design **53** 9
- [11] Krivenski V *et al* (1987) '*Power dependence of electron cyclotron wave damping in tokamak plasmas*' Physics of fluids **30** 438
- [12] Alejaldre C and Castejón F (1989) '*Microwave absorption in stellarators with a non-Maxwellian electron distribution function*' Physics of Fluids B **1** 2201.
- [13] Romé M *et al* (1997) '*Kinetic modelling of the ECRH power deposition in W7-AS*' Plasma Phys. and Control. Fusion **39** 117
- [14] Medina F *et al* (1998) '*Superthermal electrons in the TJ-IU torsatron*' Plasma Phys. And Control. Fusion **40** 1897
- [15] Hartfuss H J *et al* (1994) '*Physics studies in W7-AS*' Plasma Phys. and Control. Fusion **36**, B17

-
-
- [16] Andreev V F *et al* (1999) 'Reconstruction of the ECRH power deposition profile in T-10 tokamak' Proc. 26th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. P2.078
- [17] Jacchia A *et al* (1991) 'Determination of diffusive and nondiffusive transport in modulation experiments in plasmas' Physics of Fluids B **3** 3033.
- [18] Carslaw H S and Jaeger J C. 'Conduction of heat in solids'. Oxford Science Publications. Oxford, ISBN 0-19-85-3368-3
- [19] García-Cortés I *et al* (2000) 'Edge-localized-mode-like events in the TJ-II stellarator' Nuclear Fusion **40** 1867
- [20] Hartfuss H J *et al* (1986) ECRH Group. 'Evaluation of the local heat conductivity coefficient by power-modulated electron cyclotron heating in the Wendelstein VII-A stellarator' Nuclear Fusion **26** 678.
- [21] Castejón F *et al* (1999) 'Transport evolution in TJ-II plasmas' Proc. of the 12th IAEA Stellarator Conference. Madison, Wisconsin (USA). In CD-ROM
- [22] Castejón F *et al* (2002) 'Enhanced heat confinement in the flexible heliac TJ-II' Nuclear Fusion, **42** 271
- [23] Barth CJ *et al* (1999) "High-resolution multiposition Thomson scattering for the TJ-II stellarator" Review of Scientific Instruments **70** 760
- [24] Herranz J. *et al.* (2000) "Profile Structures of TJ-II Stellarator Plasmas" Phys. Rev. Lett. **85** 4715
- [25] Castejón F. *et al.* (2002) "Enhanced heat confinement in the flexible heliac TJ-II". Nuclear Fusion **42** 271
- [26] Fidone I. *et al* (1978) "On the role of relativistic mass on plasma heating by ECRH". *et al.* Physics of Fluids **21** 645
- [27] Ochando M. A. *et al* (2003) "Emissivity toroidal asymmetries induced by ECRH driven convective fluxes in the TJ-II stellarator" Plasma Physics and Controlled Fusion **45** 221

Capítulo 4: Ecuaciones de Langevin para Interacciones Cuasi-lineales Onda-Partícula

Para obtener las ecuaciones de Langevin de la interacción cuasi-lineal entre ondas y partículas haremos uso de la equivalencia unívoca entre ellas y la ecuación de Fokker-Planck. Una vez tengamos las ecuaciones, éstas se podrán resolver numéricamente y, a partir de ahí, obtener la evolución en el espacio de momentos de una partícula de prueba inmersa en un campo electromagnético. Las ecuaciones que usaremos son relativistas y válidas para cualquier tipo de onda. El estudio también mostrará que la parte estocástica del movimiento es despreciable si la comparamos con la parte determinista, excepto para momentos cercanos a la condición resonante para el índice de refracción paralelo principal. Estas ecuaciones serán muy útiles para estudiar la dinámica microscópica de las partículas en la geometría real del dispositivo y nos permitirán, por ejemplo, obtener una estimación del flujo radial de partículas hacia fuera inducido por el ECRH así como del campo eléctrico radial creado para mantener la condición ambipolar del plasma.

4.1 Introducción

En los dispositivos actuales de fusión, tanto Tokamaks [1, 2] como Estelarátores [3, 4, 5], aparecen diversos fenómenos que muestran que hay una interacción clara entre transporte y calentamiento mediante ECRH, especialmente para densidades de potencia absorbida altas. El calentamiento por ECRH da lugar a la aparición de perfiles picudos de temperatura electrónica, muy elevados en la zona central, donde se deposita la potencia, acompañados de perfiles de densidad planos o incluso huecos en ambos tipos de dispositivos. Un ejemplo de este tipo de perfiles puede verse en la *Figura 4.1* donde se muestran cinco perfiles de temperatura electrónica y de densidad en plasmas ECRH del TJ-II.

Como se dijo en el capítulo anterior, los perfiles huecos de densidad, tanto más huecos cuanto más abrupto es el gradiente de temperatura, son una clara indicación de la existencia de un flujo de partículas hacia fuera, inducido por el ECRH. Las ondas electromagnéticas crean un flujo extra de electrones hacia fuera (de la zona de confinamiento) y, a continuación, la condición de ambipolaridad del plasma fuerza la creación de un campo eléctrico positivo que es capaz de frenar ese flujo extra de electrones. Por otra parte el campo eléctrico reduce fuertemente el transporte de calor mediante algún mecanismo que hemos de determinar. Algunos trabajos previos han mostrado la existencia de un flujo de partículas hacia fuera cuando se aplica un calentamiento por ECRH en los plasmas del estelarátor TJ-II [6]. Además, en este régimen de confinamiento, las señales del ECE presentan saltos [7] que pueden ser interpretados como transiciones a un nuevo régimen de transporte. En el caso de los tokamaks FTU y TCV se observan fenómenos similares acompañados por emisiones en forma de dientes de sierra [1, 2].

Como se ha dicho, este tipo de interacción entre transporte y calentamiento está asociado probablemente a la existencia de un cono de pérdidas en el espacio de momentos. Las partículas que penetran en el cono de pérdidas impulsadas por la difusión cuasi-lineal que ocasiona el ECRH, se fugan de la superficie magnética en que estaban confinadas dando lugar al flujo extra hacia fuera que se ha citado anteriormente. La estructura del cono de pérdidas viene dada por la geometría del dispositivo de confinamiento y el flujo hacia su interior por la difusión cuasi-lineal que es, sobre todo, en dirección perpendicular al campo magnético, especialmente en régimen de calentamiento cuasi-perpendicular, como se verá más adelante. Así pues, tanto la estructura del cono de

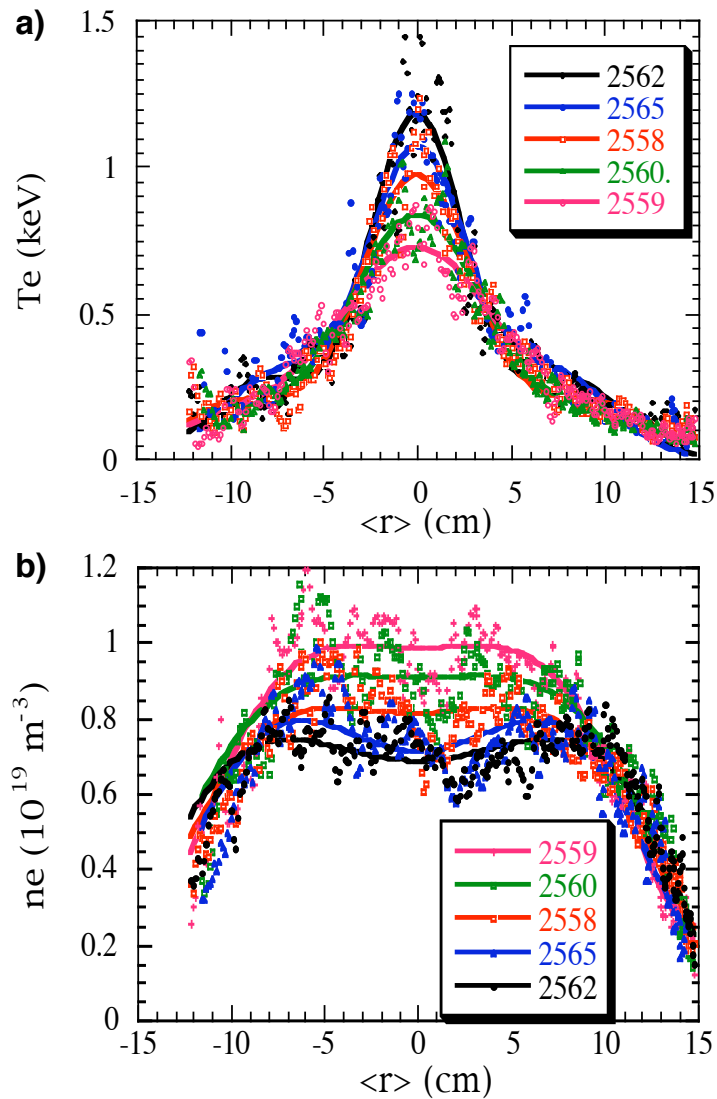


Figura 4.1: Perfiles de Temperatura electrónica (a) y de densidad (b) de plasmas ECRH del TJ-II. Los perfiles de densidad huecos son una clara indicación de bombeo hacia fuera. Los números de las gráficas indican diferentes descargas.

pérdidas como las propiedades del calentamiento en el espacio de momentos son ingredientes clave para entender el problema y, consecuentemente, su tratamiento matemático debe ser llevado a cabo introduciendo la geometría real en la ecuación cinética, lo que nos lleva a una ecuación en cinco dimensiones. Sin embargo, y a pesar de los avances en computación, dicha ecuación continúa resultando difícil de resolver numéricamente para la geometría real de los dispositivos de confinamiento magnético,

especialmente para los estelarátorees. Además, para que el tratamiento sea consistente hay que acoplar una ecuación similar para los iones de manera que la condición de ambipolaridad pueda establecerse de manera auto consistente. En la actualidad se han realizado estudios de simulación de la interacción entre transporte y calentamiento con diversas aproximaciones como por ejemplo:

- Cálculos Monte-Carlo en cinco dimensiones para una función de distribución que se desvía poco de la Maxwelliana [8].
- Resolución de la ecuación de Fokker-Planck para los estelarátorees asumiendo tres tipos de poblaciones electrónicas: circulantes y atrapadas en pozos con y sin calentamiento directo del girotrón [9].
- Resolución de una ecuación de Fokker-Planck tridimensional para los Tokamaks (una dimensión radial más dos dimensiones en el espacio de momentos) considerando la difusión radial de las partículas bajo el efecto del transporte anómalo [10].

En lo que sigue vamos a obtener las ecuaciones de Langevin equivalentes a las ecuaciones de Fokker-Planck para estudiar el movimiento de una partícula bajo una interacción estocástica [11, 12]. Este enfoque se ha usado antes en plasmas para estudiar el movimiento browniano [13, 14]. Sin embargo, el uso de estas ecuaciones para describir la interacción quasi lineal onda partícula, usando la correspondencia unívoca que existe con la ecuación de Fokker-Planck, se muestra por primera vez en este trabajo. Posteriormente, dichas ecuaciones pueden completarse con otros términos que tengan influencia en la dinámica de las partículas como son las colisiones o las derivas debidas a la geometría real del dispositivo. Este método de resolver la cinética de las partículas puede ser explorado como una alternativa para resolver el problema de la interacción entre transporte y calentamiento. De esta manera, los códigos Monte-Carlo actuales que están basados en la estimación de las trayectorias de las partículas [15] podrán completarse añadiendo el término de interacción entre ondas y partículas. Hay diversos problemas a resolver para que este método sea útil. Por ejemplo, dado que el volumen de interacción entre ondas y partículas es pequeño en comparación con el volumen del plasma, se necesitaría seguir un gran número de trayectorias de partículas para que el resultado fuese correcto, por lo tanto habrá que investigar en las distintas técnicas para acelerar la convergencia de los métodos Monte Carlo [16].

Este capítulo se estructurará como sigue: en la sección 4.2 se muestra la obtención de las ecuaciones de Langevin, en la 4.3 su solución numérica, es decir, las

trayectorias de las partículas en el espacio de momentos, en la 4.4 la comparación entre el término determinista y el estocástico de la ecuación, en la sección 4.5 obtendremos el flujo extra creado por el calentamiento ECRH y en la sección 0estimaremos el campo eléctrico.

4.2 Ecuaciones de Langevin para la Interacción Cuasi Lineal Onda-Partícula

Como se ha dicho anteriormente, el aumento del flujo electrónico debido al efecto combinado del calentamiento por ECRH y transporte se puede explicar como el flujo extra en el cono de pérdidas generado por una difusión en el espacio de momentos a lo largo del vector \vec{s} , que se introducirá más adelante. La estimación de este flujo es difícil ya que implica la resolución de una ecuación cinética en cinco dimensiones (dos en el espacio de momentos y la tres espaciales) [17]. El problema admite un enfoque alternativo basado en las ecuaciones de Langevin que nos darán la dinámica microscópica de las partículas en el espacio de fases [18].

A pesar del hecho de que la interacción individual de una partícula cargada con una onda es un proceso determinista [19], la interacción resonante onda-partícula en la teoría cuasi-lineal puede ser considerada como una difusión estocástica de la partícula en el espacio de momentos. Esto es así porque la interacción entre las ondas y las partículas, considerada como un proceso colectivo, depende de la fase relativa entre las ondas y las partículas, que es una cantidad aleatoria. Además se supone que las colisiones son capaces de decorrelacionar la fase entre las partículas interactuantes y la onda. Este proceso estocástico se describe por una ecuación de Fokker-Planck que, en general, tendrá un término convectivo y otro difusivo [20]:

$$\frac{\partial f(\vec{u})}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial u_i} \left[-A_i(\vec{u}) f(\vec{u}) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial u_j} (B_{ij}(\vec{u}) f(\vec{u})) \right], \quad i, j = \perp, \parallel \quad (4.1)$$

En todo este trabajo tomamos la convención de Einstein de suma para índices repetidos. Los signos paralelo y perpendicular se refieren a la dirección relativa respecto al campo magnético confinante y f es la función de distribución de las partículas que estamos considerando y $\vec{u} = \vec{p}/mc$ es el momento normalizado de la partícula.

Existen diversas expresiones de la ecuación (4.1) para los diversos regímenes del plasma (no relativista, débilmente relativista totalmente relativista) y todos ellos

tienen una estructura similar [21]. La formulación de este proceso en el régimen relativista para cualquier ángulo de propagación y para cualquier onda resonante puede escribirse como (4.2) [22]:

$$\frac{\partial f(\vec{u})}{\partial t} = \frac{1}{u_{\perp}} \left(Y_s \frac{\partial}{\partial u_{\perp}} + u_{\perp} N_{\parallel} \frac{\partial}{\partial u_{\parallel}} \right) u_{\perp} D_{cy} \left(Y_s \frac{\partial}{\partial u_{\perp}} + u_{\perp} N_{\parallel} \frac{\partial}{\partial u_{\parallel}} \right) f(\vec{u}) \quad (4.2)$$

donde N_{\parallel} y N_{\perp} son los índices de refracción paralelo y perpendicular de la onda ($\vec{N} \equiv \vec{k}c/\omega$), s es el número del armónico usado para el calentamiento, $Y_s = s\omega_c/\omega$ es el cociente entre la frecuencia ciclotrónica (ω_c), y la de calentamiento (ω), por el armónico y D_{cy} es el coeficiente de difusión ciclotrónico resonante, dado por

$$D_{cy} = \int dN_{\parallel} \Gamma(N_{\parallel}) d_{cy}(\vec{u}, N_{\parallel}) \quad (4.3)$$

En la expresión anterior hemos introducido la densidad espectral, $\Gamma(N_{\parallel})$, la cual satisface la relación de normalización $\int dN_{\parallel} \Gamma(N_{\parallel}) = 1$ y el coeficiente de difusión de una onda plana individual, d_{cy} :

$$d_{cy}(\vec{u}, N_{\parallel}) = \delta(\gamma - Y_s - u_{\parallel} N_{\parallel}) \frac{w}{\gamma} \left| \hat{E} \cdot \vec{\Pi} \right|^2 \quad (4.4)$$

Donde w es la densidad de potencia absorbida en el espacio de fases, $\gamma = (1 + u^2)^{1/2}$ es el factor relativista, $\vec{\Pi}$ es el término de polarización que viene definido por el siguiente vector $\vec{\Pi} = \left(\frac{sJ_s(\rho)}{\rho}, iJ'_s(\rho), \frac{u_{\parallel}}{u_{\perp}} J_s(\rho) \right)$, \hat{E} es el vector unitario paralelo al campo eléctrico y $J_s(\rho)$ son las funciones de Bessel de orden s y argumento $\rho = N_{\perp} u_{\perp} \omega_c / \omega$, que es el producto del radio de Larmor por el vector de onda perpendicular.

La solución de la ecuación (4.2) se obtiene habitualmente de forma numérica, lo que es costoso en términos de tiempo computacional, y existe una amplia bibliografía ([23], [24], [25]) sobre métodos para resolverla. Se trata de una ecuación en dos dimensiones y es válida sólo para plasmas homogéneos. La inclusión de la geometría real del plasma no es, como se ha dicho, una tarea sencilla. Esta dificultad ha implicado que las propiedades cinéticas del calentamiento del plasma mediante radio frecuencia sólo se hayan estudiado para plasmas homogéneos o para geometrías simples ([9],

[10]), ya que resulta muy difícil introducir geometrías tridimensionales de dispositivos de confinamiento de plasma reales, especialmente para aquéllos tan complejos como el estelarátor TJ-II [26].

Después de una manipulación adecuada, la ecuación cuasi-lineal resonante (4.2) puede escribirse de una manera más compacta como:

$$\frac{\partial f(\vec{u})}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (\vec{s} D_{cy} \vec{s} \cdot \vec{\nabla} f(\vec{u})) \quad (4.5)$$

En esta ecuación, que describe la difusión cuasi-lineal en el espacio de momentos, puede verse que la misma es a lo largo de la dirección del vector \vec{s} que, en función de los vectores unitarios paralelo y perpendicular al campo magnético, viene dado por

$$\vec{s} = Y_s \hat{e}_\perp + u_\perp N_{||} \hat{e}_\parallel \equiv s_\perp \hat{e}_\perp + s_\parallel \hat{e}_\parallel \quad (4.6)$$

y para una onda de propagación cuasi-perpendicular ($N_{||} \ll 1$) este vector está dirigido prácticamente en la dirección perpendicular.

Como ya hemos indicado más arriba, existe otro método para estudiar los procesos estocásticos que está basado en el estudio de las trayectorias de las partículas individuales en el espacio de fases usando las ecuaciones de Langevin. El movimiento microscópico de la partícula se describe por medio de dichas ecuaciones y resolverlas es equivalente a conocer la función de distribución. La forma general de estas ecuaciones viene dada por una expresión de la forma:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = F_i(\vec{u}) + D_{ik}(\vec{u}) \xi_k, \quad i, k = \perp, \parallel \quad (4.7)$$

Las ecuaciones de Langevin son de naturaleza no determinista, ya que aunque F_i y D_{ij} son funciones deterministas, el vector ξ_i es un ruido blanco aleatorio, que satisface las relaciones $\langle \xi_i(t) \rangle = 0$, $\langle \xi_i(t) \xi_k(t + \tau) \rangle = \delta_{ik} \delta(\tau)$ y que confiere a las ecuaciones su carácter estocástico. La ecuación anterior tiene el problema de que no está bien definida en el tiempo en el que ocurre el salto en $\xi_i(t)$. Ya que el salto está descrito por una delta de Dirac, cuando éste se produce tenemos una indeterminación en el valor a tomar en $\xi_i(t)$ para el cálculo de la evolución de $u_i(t)$. Para resolver este problema existen dos convenciones distintas que nos determinan cómo escoger el

tiempo en el cual se toma $u_i(t)$, una desarrollada por Stratonovich y otra por Itô. Cada una de ellas da lugar a un álgebra distinta y, escogiendo una de las dos aproximaciones junto con su álgebra, se es coherente cuando se calculan medias y derivadas. En nuestro caso vamos a utilizar la convención de Stratonovich ya que conduce al álgebra usual y a las expresiones habituales para estimar medias y derivadas. Esta convención considera que el proceso que está dando lugar al salto es un proceso de Ornstein-Uhlenbeck, proceso de medida cero pero con una correlación temporal finita que cuando tiende a cero nos lleva a la convención de Stratonovich. En otras palabras, esta convención suele ser de aplicación en fenómenos físicos en los cuales la función $\delta(t)$ del salto puede considerarse que surge de correlaciones finitas en forma de gaussiana, cuando la correlación tiende a cero.

Una vez se ha escogido una de las álgebras, existe una correspondencia unívoca entre la ecuación de Fokker-Planck y la de Langevin [27]. El álgebra de Stratonovich nos da la siguiente equivalencia entre los coeficientes de las ecuaciones (4.1) y (4.7):

$$\begin{aligned}\overline{\overline{D}}(\vec{u}) &= \overline{\overline{B}}^{1/2}(\vec{u}) \\ F_i(\vec{u}) &= A_i(\vec{u}) - \frac{1}{2} D_{kj} \frac{\partial D_{ij}}{\partial u_k}\end{aligned}\tag{4.8}$$

Esta equivalencia matemática tiene una base física que la sustenta. El término de flujo de la ecuación (4.7), proporcional al vector \vec{F} , es una fuerza promedio que actúa sobre las partículas, mientras que la parte que va con el ruido da cuenta de lo aleatorio del comportamiento colectivo de las partículas cuando interaccionan con las ondas.

Usando las correspondencias (4.8) podemos obtener las ecuaciones de Langevin para la difusión resonante cuasi-lineal que describe la interacción entre el plasma y las ondas en la aproximación relativista, que corresponde a la ecuación (4.2) que reescribiremos en términos de una ecuación general de Fokker-Planck:

$$\begin{aligned}\frac{\partial f(\vec{u})}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial u_i} \left(s_i D_{cy} s_j \frac{\partial}{\partial u_j} f(\vec{u}) \right) = \\ &= \frac{\partial}{\partial u_i} \left(-f(\vec{u}) \frac{\partial}{\partial u_j} (s_i D_{cy} s_j) + \frac{\partial}{\partial u_j} (s_i D_{cy} s_j f(\vec{u})) \right)\end{aligned}\tag{4.9}$$

En esta expresión podemos identificar los términos que aparecen en la ecuación (4.1) como:

$$A_i = \frac{\partial}{\partial u_j} (s_i s_j D_{cy}) \quad B_{ij} = 2s_i s_j D_{cy} \quad (4.10)$$

Siguiendo las relaciones entre los coeficientes de ambas aproximaciones que nos da el álgebra de Stratonovich (ecuaciones (4.8)), podemos escribir la fuerza \vec{F} y el tensor $\overline{\overline{D}}$ de las ecuaciones de Langevin correspondientes a la ecuación (4.2) que, para este caso particular, vienen dados por:

$$\begin{aligned} F_{\perp} &= \frac{1}{2} Y_s \left(Y_s \frac{\partial D_{cy}}{\partial u_{\perp}} + u_{\perp} N_{\parallel} \frac{\partial D_{cy}}{\partial u_{\parallel}} \right) = \frac{1}{2} s_{\perp} (\vec{s} \cdot \nabla) D_{cy} \\ F_{\parallel} &= \frac{1}{2} (u_{\perp} N_{\parallel}) \left(Y_s \frac{\partial D_{cy}}{\partial u_{\perp}} + u_{\perp} N_{\parallel} \frac{\partial D_{cy}}{\partial u_{\parallel}} \right) = \frac{1}{2} s_{\parallel} (\vec{s} \cdot \nabla) D_{cy} \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} D &= \sqrt{\frac{2}{Y_s^2 + (u_{\perp} N_{\parallel})^2}} D_{cy}^{1/2} \begin{pmatrix} Y_s^2 & Y_s u_{\perp} N_{\parallel} \\ Y_s u_{\perp} N_{\parallel} & (u_{\perp} N_{\parallel})^2 \end{pmatrix} = \\ &= \sqrt{2} D_{cy}^{1/2} \frac{1}{|\vec{s}|} \begin{pmatrix} s_{\perp}^2 & s_{\perp} s_{\parallel} \\ s_{\perp} s_{\parallel} & s_{\parallel}^2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.12)$$

Ahora ya tenemos todos los términos que necesitamos para escribir las ecuaciones de Langevin. Si tomamos las dos expresiones anteriores y tenemos en cuenta la definición del vector \vec{s} , las ecuaciones de Langevin correspondientes a la difusión cuasi-lineal vienen dadas por:

$$\frac{d}{dt} \vec{u} = \vec{s} \left[\frac{1}{2} (\vec{s} \cdot \nabla) D_{cy} + \frac{\vec{s}}{|\vec{s}|} \cdot \vec{\xi} D_{cy}^{1/2} \right] \quad (4.13)$$

En esta ecuación se ve claramente que la trayectoria de las partículas en el espacio de momentos es siempre tangencial al vector \vec{s} . Este hecho debe atribuirse a la conservación del momento y de la energía [28]. Como tanto la parte determinista como estocástica son en la misma dirección, siempre tangencial a \vec{s} , si dibujamos la trayectorias en el espacio de momentos éstas no van a presentar ninguna característica

estocástica ya que ese comportamiento sólo aparecerá cuando se representen las trayectorias frente al tiempo.

4.3 Trayectorias de las Partículas en el Espacio de Momentos

Vamos a resolver las ecuaciones para calcular las trayectorias de las partículas en el espacio de momentos. Para ello empezamos definiendo el índice de refracción resonante paralelo, que viene dado por la expresión

$$N_{\parallel R} = \frac{\gamma - Y_s}{u_{\parallel}} \quad (4.14)$$

A continuación, introducimos $N_{\parallel R}$ en el coeficiente de difusión D_{cy} que se describe como:

$$\begin{aligned} D_{cy}(\vec{u}) &= \int dN_{\parallel} \Gamma(N_{\parallel}) \delta(\gamma - Y_s - u_{\parallel} N_{\parallel}) \frac{w}{\gamma} \left| \hat{E} \cdot \vec{\Pi} \right|^2 = \\ &= \int dN_{\parallel} \frac{w}{|u_{\parallel}| \gamma} \left| \hat{E} \cdot \vec{\Pi} \right|^2 \delta(N_{\parallel} - N_{\parallel R}) \Gamma(N_{\parallel}) = \\ &= \frac{w}{|u_{\parallel}| \gamma} \left| \hat{E} \cdot \vec{\Pi} \right|^2 \Gamma(N_{\parallel R}) \end{aligned} \quad (4.15)$$

y que nos indica que para cada partícula con velocidad dada, sólo resuenan las ondas planas que tienen dicho índice de refracción paralelo.

Para la evaluación de las trayectorias necesitamos, además, calcular las derivadas de la ecuación (4.15)

$$\begin{aligned} \frac{\partial D_{cy}(\vec{u})}{\partial u_i} &= \frac{w}{|u_{\parallel}| \gamma} \left\{ -\Gamma(N_{\parallel R}) \left[\left| \hat{E} \cdot \vec{\Pi} \right|^2 \left(\frac{\delta_{i\parallel}}{u_{\parallel}} + \frac{u_i}{\gamma^2} \right) + \frac{\partial \left| \hat{E} \cdot \vec{\Pi} \right|^2}{\partial u_i} \right] + \right. \\ &\quad \left. + \Gamma'(N_{\parallel R}) \left| \hat{E} \cdot \vec{\Pi} \right|^2 \frac{1}{u_{\parallel}} \left(N_{\parallel R} \delta_{i\parallel} + \frac{u_i}{\gamma} \right) \right\} \end{aligned} \quad (4.16)$$

Y las derivadas del término de polarización que aparecen en la expresión (4.16) vienen dadas por:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial |\hat{E} \cdot \vec{\Pi}|^2}{\partial u_{\parallel}} &= 2 \left(\frac{s J_s(\rho)}{\rho} E_x + \frac{u_{\parallel}}{u_{\perp}} J_s(\rho) E_{\parallel} \right) \left(\frac{s J_s(\rho)}{\rho} E_x + \frac{J_s(\rho)}{u_{\perp}} E_{\parallel} \right) \frac{1}{|E|^2} \\
\frac{\partial |\hat{E} \cdot \vec{\Pi}|^2}{\partial u_{\perp}} &= \left[2 \left(\frac{s J_s(\rho)}{\rho} E_x + \frac{u_{\parallel}}{u_{\perp}} J_s(\rho) E_{\parallel} \right) \rho' \left(J_s'(\rho) - \frac{J_s(\rho)}{\rho} \right) \left(\frac{s E_x}{\rho} + \frac{u_{\parallel} E_{\parallel}}{u_{\perp}} \right) + \right. \\
&\quad \left. + 2 E_y \rho' J_s'(\rho) J_s''(\rho) \right] \frac{1}{|E|^2}
\end{aligned} \tag{4.17}$$

Con las expresiones anteriores podemos resolver las ecuaciones (4.13) numéricamente, para lo cual supondremos una densidad espectral gaussiana:

$$\Gamma(N_{\parallel}) = \frac{1}{\Delta \sqrt{\pi}} \exp \left(- \left(\frac{N_{\parallel} - N_{\parallel 0}}{\Delta} \right)^2 \right) \tag{4.18}$$

donde Δ es la anchura espectral y $N_{\parallel 0}$ es el índice de refracción longitudinal principal. El valor de Δ dependerá de la dispersión del haz de microondas que puede estimarse por técnicas de trazado de rayos o de trazado de haz. Para los cálculos que hemos

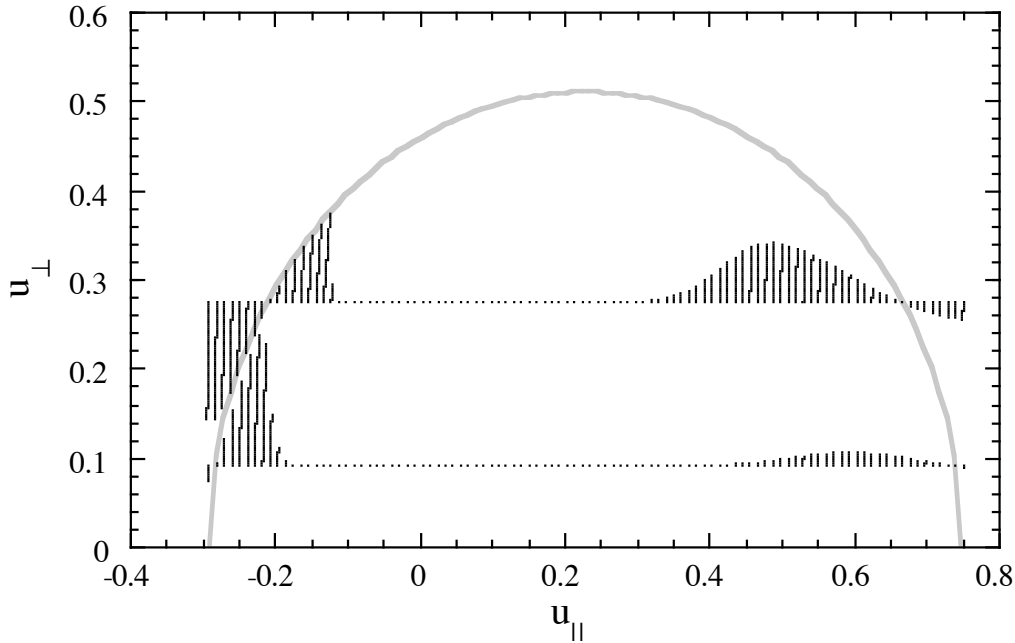


Figura 4.2: Trayectoria de las partículas en el espacio de momentos para $w=10$, $N_{\parallel 0}=0.2$, $Y_s=1.1$, y dos valores del momento perpendicular: $u_{\perp}=0.2 u_0$ y $u_{\perp}=0.6 \cdot u_0$, donde $u_0 = (Y_s^2 - 1)^{1/2}$ es el momento resonante perpendicular para $u_{\parallel} = 0$ para el índice de refracción paralelo principal. La condición resonante (en gris) se ha dibujado para el índice de refracción paralelo principal.

llevado a cabo, y cuyos resultados estamos representando, el valor de anchura espectral que hemos utilizado es de 0.1.

En la *Figura 4.2* pueden verse las trayectorias de las partículas en el espacio de momentos para una frecuencia incidente menor que la frecuencia resonante (en inglés “downshifted”) y tomando la densidad espectral dada por la expresión (4.18). En esta figura se han considerado diversos puntos iniciales en el espacio de momentos para las partículas que van a sufrir la interacción y se ha dibujado la trayectoria de cada una de ellas. La condición resonante para $N_{||0}$ se ha incluido para que sirva de guía visual y se puede apreciar que dicha curva resonante en el espacio de momentos es un invariante para las partículas. Es decir, aquéllas que están situadas justo sobre la curva resonante no se mueven. La *Figura 4.3* muestra lo mismo para una frecuencia de calentamiento incidente mayor que la frecuencia resonante (“upshifted”). El comportamiento de las partículas es cualitativamente el mismo que en el caso anterior, pero su evolución cerca del lado derecho de la resonancia es más débil que en el caso anterior.

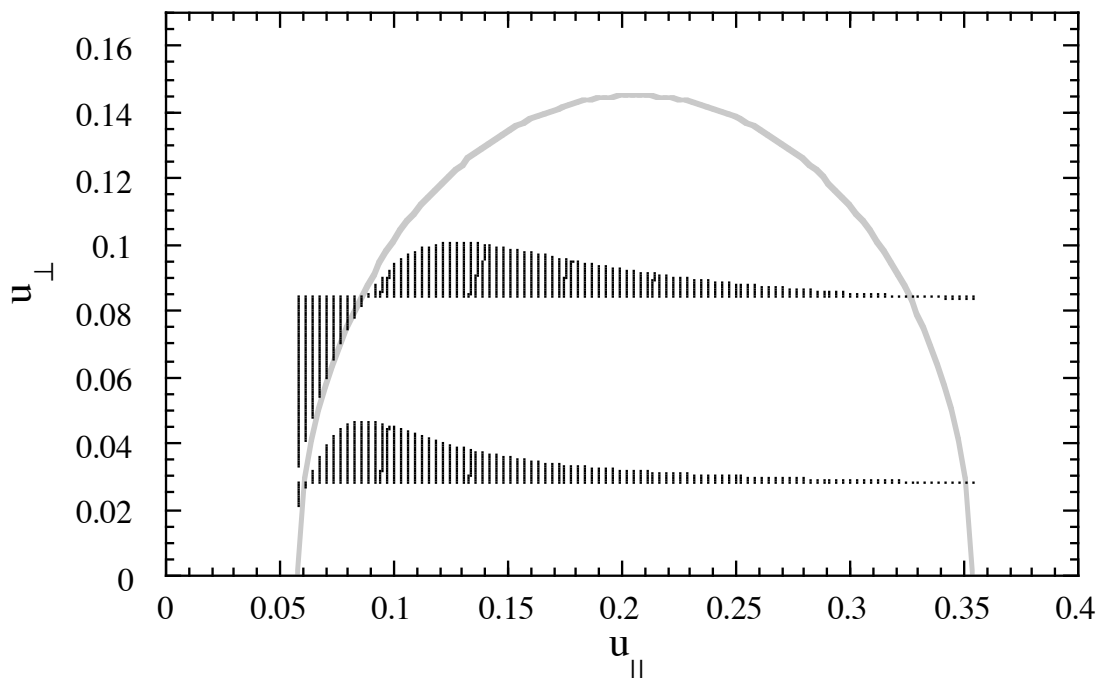


Figura 4.3: Lo mismo que en la Figura 4.2 pero para $Y_s=0.99$ (frecuencias “upshifted”, es decir mayores que la resonante).

4.4 Aproximación Determinista

Es posible calcular el valor absoluto de los términos determinista y estocástico de la ecuación (4.7) para así determinar si existe algún rango de energías en el cual uno de dichos términos sea dominante. Si existiera un rango en el cual el término determinista es dominante, es decir $|\bar{F}(\vec{u})| \gg |\bar{D}(\vec{u})\vec{\xi}|$, la ecuación que gobernaría el movimiento de las partículas en dicha región podría aproximarse por una ecuación determinista.

La condición para que la parte determinista domine sobre la estocástica puede escribirse de manera extendida como:

$$F_{\perp}^2 + F_{\parallel}^2 \gg D_{11}^2 + D_{22}^2 + 2D_{12}(D_{11} + D_{22} + D_{12}) \quad (4.19)$$

Cuando la ecuación anterior se cumple, el movimiento estocástico en el espacio de momentos de las partículas sometidas al campo electromagnético será una pequeña perturbación del movimiento determinista.

Con las expresiones anteriores hemos calculado cada uno de los lados de la expresión (4.19) y en la *Figura 4.4* se muestra la comparación de las partes determinista y estocástica para dos momentos perpendiculares iniciales de las partículas y para frecuencias “downshifted”. Para dichos cálculos hemos considerado que la onda incidente tiene polarización esférica ($E_z = E_x = E_y$) y propagación oblicua. Para $Y_s=1.1$ la energía resonante es de aproximadamente 50 keV. Se puede ver que las *Figura 4.4* (a) y (b) muestran el mismo comportamiento que las *Figura 4.5* (a) y (b) para frecuencias ‘upshifted’ y que para este último caso ambos términos son menores en la rama derecha de la resonancia.

De todo lo mostrado hasta ahora se puede concluir que, para nuestro caso, la ecuación determinista es una buena aproximación excepto para momentos muy cercanos a la resonancia correspondiente al índice de refracción principal, donde la parte determinista de las ecuaciones tiende a cero.

4.5 Estimación del Flujo Radial de Partículas Hacia Fuera Inducido por el ECRH. Aproximación Lineal.

En este apartado vamos a desarrollar una aproximación lineal para estimar el flujo radial de partículas hacia fuera, basado en la ecuaciones de Langevin [29]. Las ecuaciones de Langevin obtenidas para la interacción cuasi-lineal entre ondas y

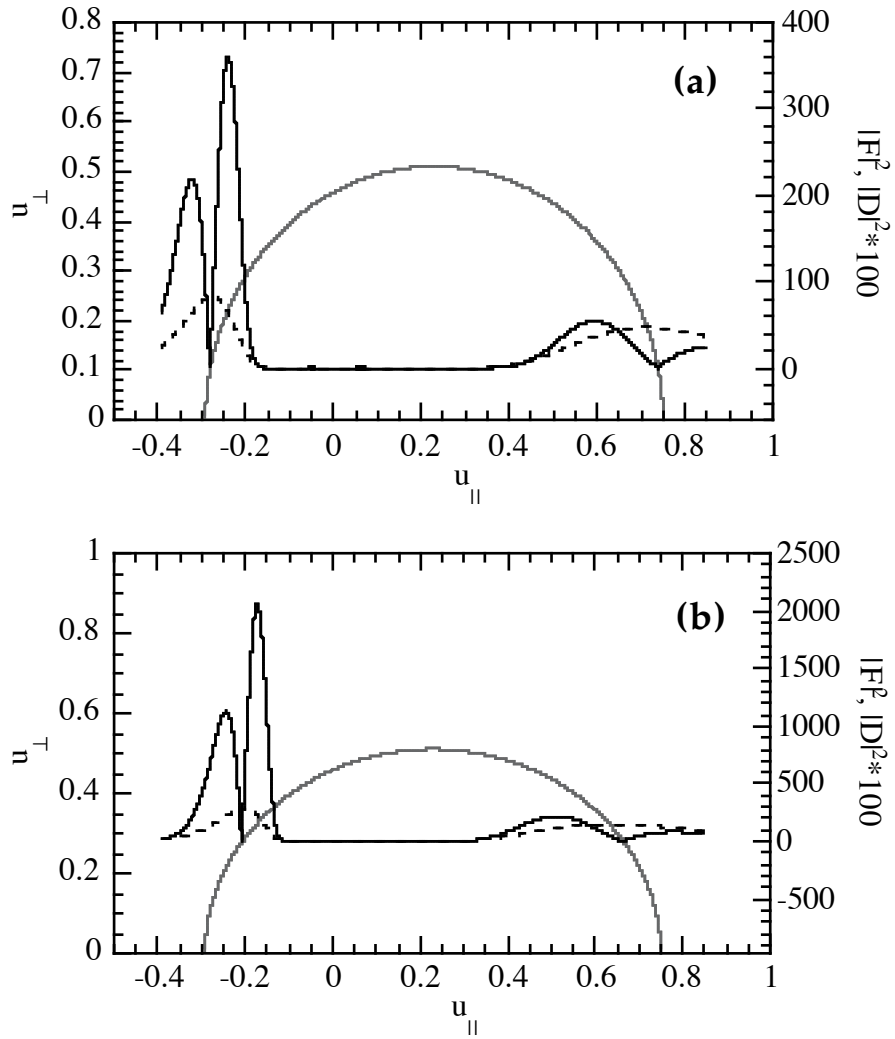


Figura 4.4. Comparación de $|F|^2$ (—) con $|D|^2$ (- -) multiplicado por un factor 100, para $w=10$, $N_{||} = 0.2$, $Y_s=1.1$ (frecuencias menores que la resonante “downshifted”) y para: (a) $u_{\perp}=0.2u_0$ y (b) $u_{\perp}=0.6u_0$ con $u_0=(1-Y_s^2)^{1/2}$. En la figura aparece además la condición resonante para el índice de refracción paralelo principal.

partículas pueden completarse con otros términos que forman parte de la dinámica, como por ejemplo los términos relacionados con las colisiones de Coulomb, con los efectos de los campos eléctricos y con las derivas de velocidad debidas a los gradientes y curvaturas del campo magnético, y obtener las trayectorias de las partículas en el espacio de fases resolviendo el sistema de ecuaciones resultante.

De esta manera es posible estimar el transporte por dos vías diferentes: introduciendo las trayectorias en un código Monte Carlo [30] o bien con un esquema del tipo de Partículas en Celdas (PIC) [31]. Ambos métodos presentan ventajas e

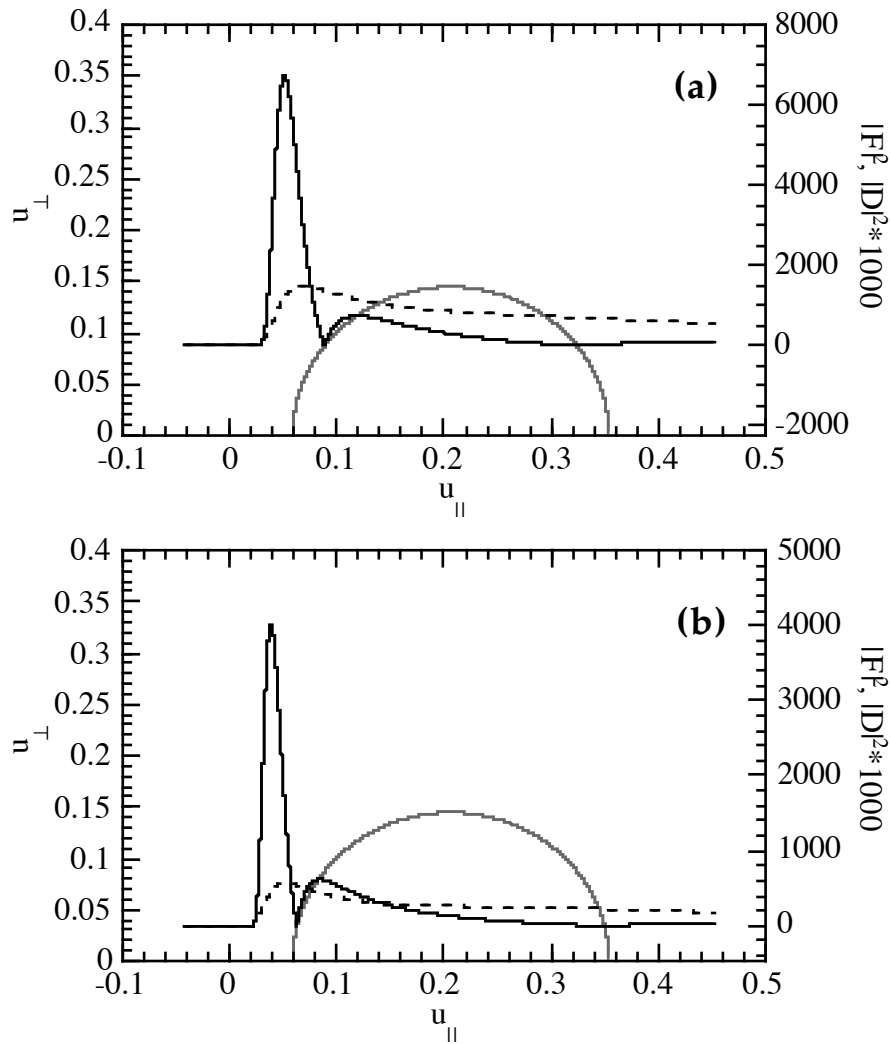


Figura 4.5: Lo mismo que en la Figura 4.4 (a) y (b) para $Y_s=0.99$, (frecuencias "upshifted"). El término estocástico en este caso está multiplicado por 1000.

inconvenientes y son bastante costosos en términos del tiempo de computación requerido.

No obstante, vamos a explorar a continuación la posibilidad de llevar a cabo alguna aproximación que nos permita obtener expresiones más simples para el flujo creado por el ECRH. El flujo de partículas hacia fuera debido a que éstas son empujadas dentro del cono de pérdidas está relacionado con el flujo en el espacio de momentos a través de la superficie de dicho cono. Este flujo viene dado por la expresión (4.20):

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_e^{ECH} = \left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_{ECH} = \int_{\delta} f(\vec{u}) \frac{d\vec{u}}{dt} \cdot d\vec{S} \quad (4.20)$$

Donde f es la función de distribución electrónica y δ es la frontera del cono de pérdidas en el espacio de momentos. El cono de pérdidas es la región del espacio de momentos que satisface que las partículas que están en su interior se escapan del plasma por efecto de las derivas típicamente en menos de un tiempo de colisión. En un tokamak, se trata aproximadamente de la partículas atrapadas no colisionales, lo que dibujado en unos ejes perpendicular y paralelo al campo magnético es un sector angular centrado en el eje perpendicular del campo. En un estelarátor la geometría del cono puede ser extremadamente complicada y cambiar mucho de unas posiciones del dispositivo a otras.

La estructura del cono de pérdidas en un tokamak puede verse en la *Figura 4.6* donde se muestran de manera esquemática el elipsoide resonante, el ángulo de atrapamiento y el flujo de partículas. Teniendo en cuenta la forma del cono de pérdidas el flujo a través de su superficie en el espacio de momentos puede escribirse como:

$$\begin{aligned} \nabla \Gamma_e^{ECH} &= \left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_{ECH} = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} du_{\parallel} u_{\perp} \left(\frac{d\vec{S}}{|d\vec{S}|} \cdot \frac{\vec{d}}{|\vec{d}|} \right) \left| \frac{d\vec{u}}{dt} \right| f(\vec{u}) = \\ &= 2\pi \int_0^{+\infty} du_{\parallel} u_{\perp} \left(-\cos\theta \frac{du_{\perp}}{dt} + \sin\theta \frac{du_{\parallel}}{dt} \right) f(\vec{u}) + \\ &+ 2\pi \int_{-\infty}^0 du_{\parallel} u_{\perp} \left(\cos\theta \frac{du_{\perp}}{dt} + \sin\theta \frac{du_{\parallel}}{dt} \right) f(\vec{u}) \end{aligned} \quad (4.21)$$

Para resolver la expresión (4.21) es necesario conocer la función de distribución y la estructura exacta del cono de pérdidas en el espacio de momentos, pero conocer dichos elementos es equivalente a haber resuelto el problema. Sin embargo, es posible introducir algunas aproximaciones en dicha expresión de manera que podamos hacer cálculos aproximados con los que poder extraer las características principales del flujo de partículas inducido por el ECRH.

Como primera aproximación vamos a considerar que la función de distribución de los electrones en el espacio de momentos es una Maxwelliana, lo que equivale a considerar que la deformación de la función de distribución es pequeña y, por tanto, podemos linealizar el problema. La segunda aproximación que vamos a introducir está

relacionada con el cono de pérdidas. Vamos a considerar que todas las partículas que entran en dicho cono escapan de la superficie magnética y que la estructura del cono es simple (un cono) y no cambia durante el proceso. Con ambas aproximaciones vamos a estar despreciando que la función de distribución se ve modificada por la interacción de los electrones con las ondas y por el hecho de que las partículas que escapan están muy localizadas en una zona del espacio de momentos. También esa modificación puede a su vez cambiar las colisiones y, por lo tanto, la estructura del cono de pérdidas. Además, tampoco vamos a tener en cuenta la disminución del flujo de partículas que entran en el cono de pérdidas por efecto de las colisiones, por lo que estaremos sobreestimando el flujo total y, por el momento, tampoco hemos incluido el efecto del campo eléctrico, que también modificará el cono de pérdidas. Todas estas aproximaciones corresponden a estimar el flujo instantáneo en el momento en el cual

empieza la inyección de las ondas del ECRH.

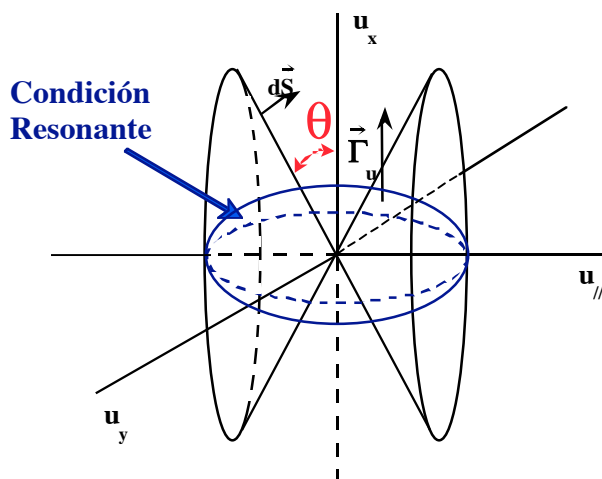


Figura 4.6: Cono de pérdidas en el espacio de momentos con el elipsoide de la resonancia, el ángulo de atrapamiento y una visión esquemática del flujo.

Con todas estas consideraciones, en la *Figura 4.7* podemos ver la estructura del flujo en el espacio de momentos frente al momento paralelo. Las trayectorias de los electrones en las cercanías de la superficie del cono de pérdidas se dirigen hacia éste para momentos por debajo de la condición resonante y

hacia fuera para momentos por encima. A pesar de este hecho, el flujo total en el espacio de momentos es positivo ya que como estamos suponiendo que la función de distribución es Maxwelliana, la densidad de partículas decrece fuertemente con el momento. También se puede observar que el flujo se dirige hacia momentos paralelos más positivos cuando $N_{||}$ se incrementa y la energía de las partículas empujadas aumenta para valores mayores de Y_s .

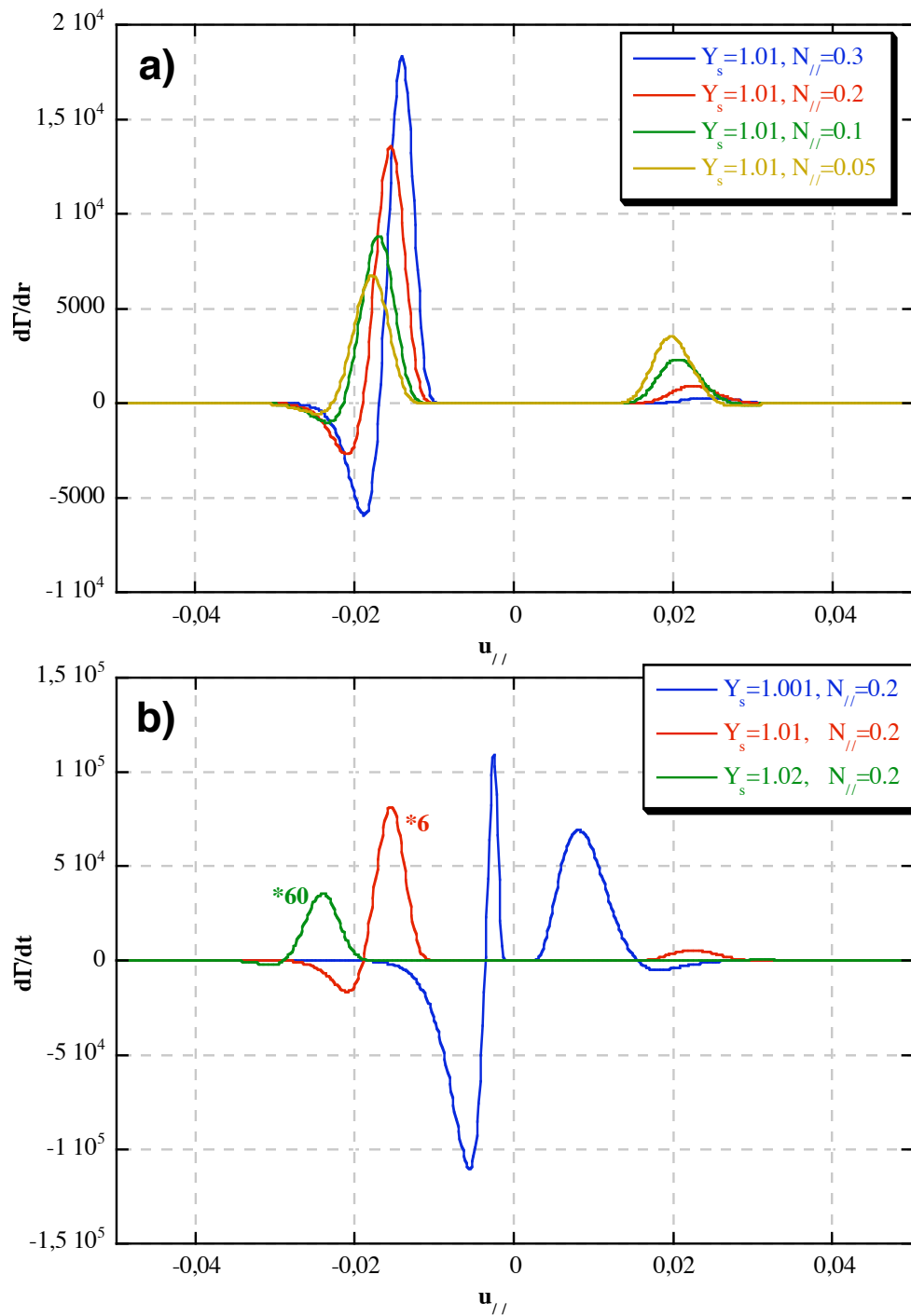


Figura 4.7: Flujo microscópico de partículas en el espacio de momentos a través del cono de pérdidas frente a $N_{//}$ e Y_s para $w=10 \text{ W/cm}^3$, $u_{\perp}=0.2 \times u_0$ y $u_{//}=0.2 \times u_0$, (con $u_0 = \sqrt{Y_s^2 - 1}$)

La distribución en energías de las partículas que escapan puede verse en la *Figura 4.8* donde está representado el flujo en función de la energía:

$$\Gamma(E) = \int r dr \int_0^E \frac{d\bar{u}}{dt}(r) \cdot d\vec{S}(r) f(\bar{u}, r) \quad (4.22)$$

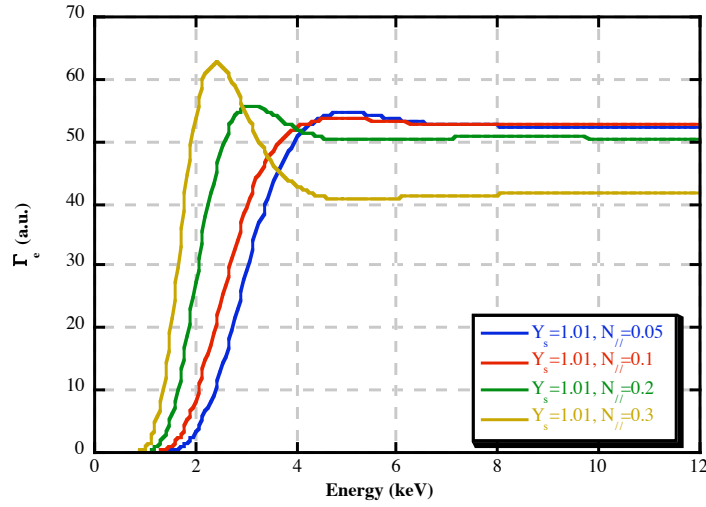


Figura 4.8: Flujo de partículas hacia afuera integrado radialmente como función de la energía.

La energía para la cual el número de partículas es máximo depende, desde luego, de $N_{||}$ y de Y_s , y está alrededor de 2 keV para plasmas con temperaturas de alrededor de 1 keV.

Si tomamos una temperatura, un campo magnético y un perfil de deposición de potencia podremos estimar el flujo total de partículas. En la *Figura 4.9* se muestra el flujo integrado, que viene dado por la expresión (4.23), y la divergencia del flujo, que nos da la contribución local al flujo integrado, y que en coordenadas cilíndricas viene dado por la expresión (4.24).

$$\int \vec{\Gamma} \cdot d\vec{S}_{espacio} = 4\pi^2 R a^2 \int r dr \int \frac{d\bar{u}(r)}{dt} \cdot d\vec{S}_u(r) f(\bar{u}, r) \quad (4.23)$$

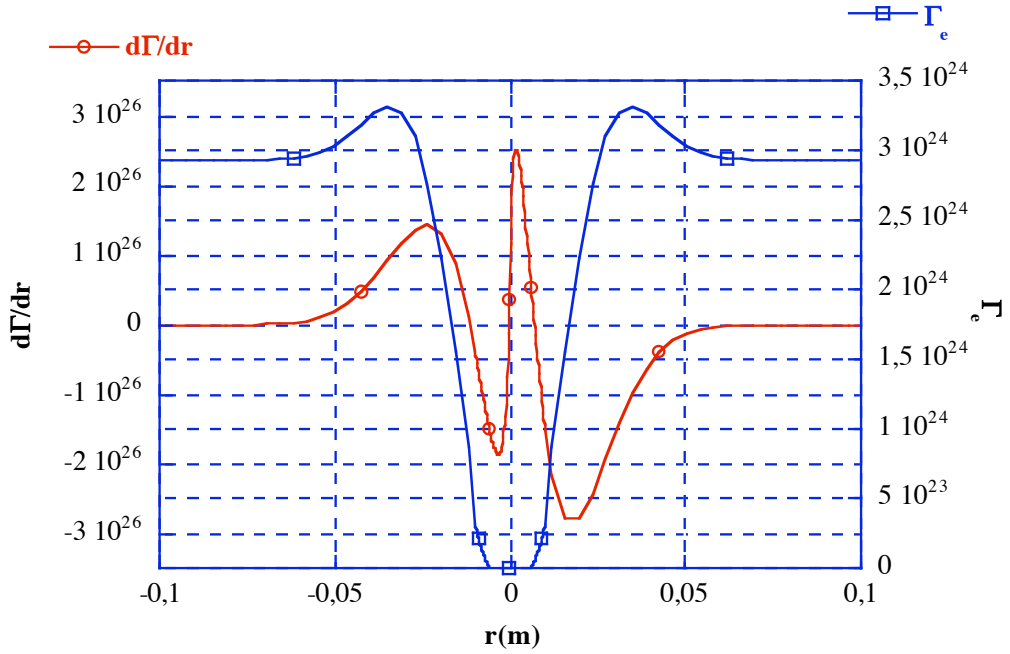


Figura 4.9: Flujo de partículas hacia fuera (azul) y su divergencia (rojo) para un dispositivo con parámetros similares a los del TJ-II ($R=1.5m$, $a=0.2m$, $T_0=1 keV$ y $B=1 T$, $w=10 W/cc$).

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\Gamma) = \int \frac{d\vec{u}}{dt} \cdot d\vec{S}_u f(\vec{u}) \quad (4.24)$$

En esta figura se ve que la divergencia del flujo cambia de signo a lo largo del radio menor. Hay algunas regiones en las cuales las ondas empujan a los electrones hacia dentro y otras donde los electrones son empujados hacia fuera. Además, estos resultados muestran que la contribución más importante a este flujo proviene del centro del plasma, donde la potencia absorbida es máxima, lo que está de acuerdo con los resultados experimentales.

La Figura 4.10 muestra la divergencia del flujo que da la contribución local al flujo integrado, que también está representado. La divergencia del flujo puede cambiar su signo a lo largo del radio conforme pasa de la zona de bajo campo donde el flujo es directamente hacia dentro a la zona de alto campo donde el flujo es hacia fuera. El flujo total integrado es hacia fuera y la contribución más importante a éste viene del centro del plasma, donde la potencia absorbida es máxima.

El valor tan alto del flujo que hemos obtenido puede explicarse considerando que hemos despreciado las colisiones y, especialmente, que hemos obtenido el flujo

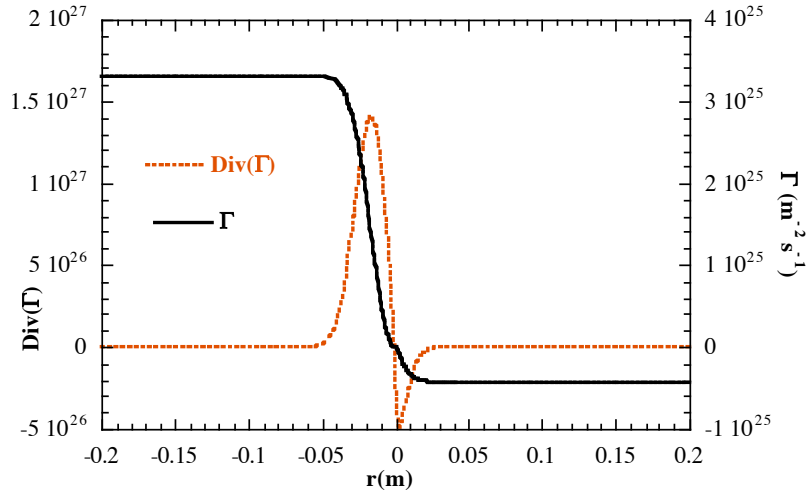


Figura 4.10: Flujo de electrones inducido por el ECH y su divergencia.

instantáneo que aparece antes de que se establezca el campo eléctrico que aparece para restablecer la condición ambipolar del plasma.

4.6 Estimación del Campo Eléctrico Radial Creado por el ECRH en Dispositivos de Confinamiento Magnético

Como ya hemos dicho, el flujo de electrones que aparece debido al bombeo hacia fuera ('pump out' en inglés) implica que para restablecer la condición ambipolar se va a crear un campo eléctrico radial positivo que servirá para mantener la cuasineutralidad del plasma [32]. Una vez hemos obtenido el flujo instantáneo, la evolución del campo puede estimarse resolviendo el sistema de ecuaciones formado por la ecuación del balance de momento, la ecuación de evolución del campo a partir del flujo y la ecuación de transporte:

$$\begin{aligned}
 m \frac{d\Gamma}{dt} &= -enE - p' & (4.25) \\
 \frac{dE}{dt} &= \frac{e}{\epsilon_{\perp}} \Gamma \\
 \frac{3}{2} \frac{d}{dt}(p') &= -(q'' + q'/r - q/r^2) + w'
 \end{aligned}$$

donde p es la presión del plasma y q el flujo de calor ($q = (5/2)\Gamma(p/n) - \chi p'$). En ausencia de colisiones y viscosidad aparece un comportamiento oscilante del flujo de partículas y del campo eléctrico (ver *Figura 4.11*).

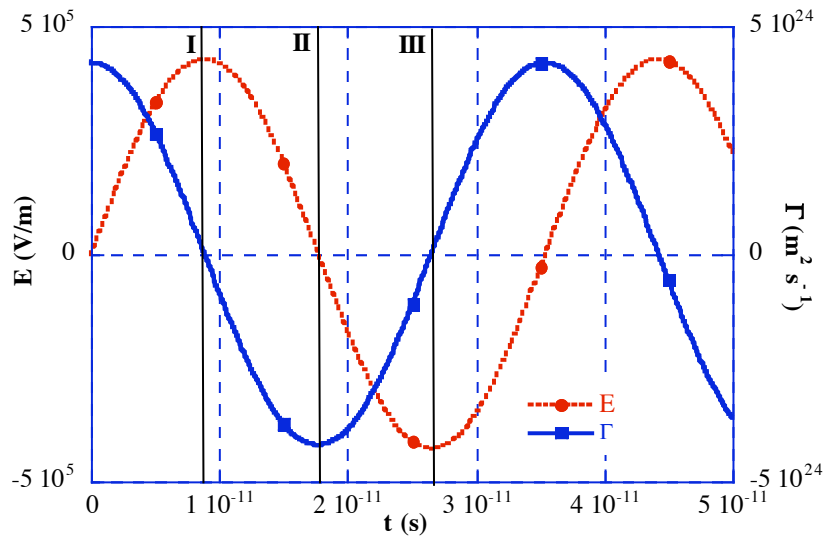


Figura 4.11: Evolución temporal del flujo y del campo eléctrico para $r=0.02m$. Las barras I, I y III están para guía de la figura siguiente.

La frecuencia de las oscilaciones según la expresión anterior es la frecuencia del plasma, por lo que la escala de tiempos típica para la modificación del campo es del

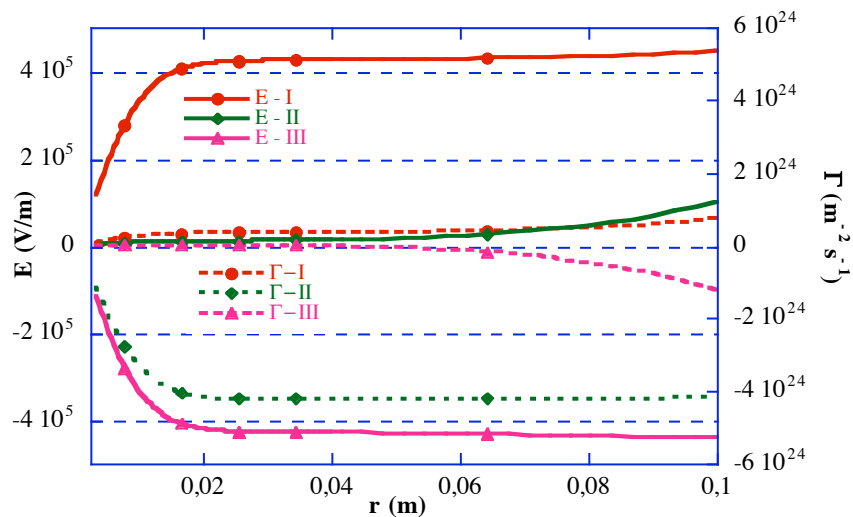


Figura 4.12: Perfiles de flujo y de campo para los tiempos marcados como I, II y III en la *Figura 4.11*

orden de $\tau \sim 1/\omega_p \sim 10^{-9}$ s que es mucho menor que la observada experimentalmente (del orden de decenas de microsegundos) [18]. Los perfiles radiales del flujo y del campo en los tiempos marcados con I, II y III están representados en la *Figura 4.12*. La discrepancia en la escala temporal se debe, sin duda, a las aproximaciones introducidas y que incluyen no considerar las colisiones, la evolución de la función de distribución, ni la viscosidad. En todo caso este método nos permitirá, una vez relajadas estas aproximaciones, estimar un orden de magnitud del flujo y del campo, así como estudiar sus características y sus dependencias con los parámetros del plasma.

Referencias

- [1] Burati P *et al* (1999) '*High Core Electron Confinement Regimes in FTU Plasmas with Low- or Reversed-Magnetic Shear and High Power Density Electron-Cyclotron-Resonance Heating*' Physical Review Letters **82** 560
- [2] Pietrzyk Z A *et al* (2001) '*Long-Pulse Improved Central Electron Confinement in the TCV Tokamak with Electron Cyclotron Heating and Current Drive*' Physical Review Letters **86** 1530
- [3] Fujisawa A *et al* (1999) '*Electron Thermal Transport Barrier and Density Fluctuation Reduction in a Toroidal Helical Plasma*' Phys. Rev. Letters **82** 2669.
- [4] Maaßberg H *et al* (2000) '*The neoclassical "Electron Root" feature in the Wendelstein-7-AS stellarator*' Phys. of Plasmas **7** 295.
- [5] Castejón F *et al* (2002) '*Enhanced heat confinement in the flexible heliac TJ-II*' Nuclear Fusion **42** 271
- [6] Ochando M. A. and Medina F. (2003) '*Emissivity toroidal asymmetries induced by ECRH driven convective fluxes in the TJ-II stellarator*' Plasma Physics and Controlled Fusion **45** 221
- [7] Estrada T *et al* (2002) '*Transient behaviour in the plasma core of TJ-II stellarator and its relation with rational surfaces*' Plasma Physics and Controlled Fusion **44** 1615
- [8] Murakami S *et al* (1998) 17th International Conference on Fusion Energy, Yokohama, (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1999), Paper IAEA-CN-69/TH 2/1.
- [9] Marushchenko N *et al* (1996) '*Bounce-averaged Fokker-Planck code for the description of ECRH in a periodic magnetic field*' Computer Physics Communications **103** 145
- [10] Rosa P R da S and Ziebell L F (1999) '*Effects of radial particle diffusion on the electron cyclotron absorption coefficient in tokamak plasmas in the presence of lower hybrid waves*' Plasma Physics and Controlled Fusion **41** 525.
- [11] Cadjan M G and Ivanov M F. (1999) '*Langevin approach to plasma kinetics with Coulomb collisions*' J. Plasma Physics **61** 89.
- [12] Schweitzer F *et al* (1998) '*Complex Motion of Brownian Particles with Energy Depots*' Phys. Rev. Letters **80** 5044

-
- [13] van Kampen N G (1986) *“Stochastic processes in Physics and Chemistry”* North-Holland Personal Library. Utrecht, The Netherlands.
- [14] Manheimer W M *et al* (1997) *‘Langevin Representation of Coulomb Collisions in PIC Simulations’* Journal of Computational Physics **138** 563
- [15] Tribaldos V (2001) *‘Monte Carlo estimation of neoclassical transport for the TJ-II stellarator’* Physics of Plasmas **8** 1229
- [16] Robouch B V *et al* (1990) *‘A new approach to fast neutron diagnostic simulation: Monte Carlo with shower and drizzle splittings and finite close-collision treatment’* Progress in Nuclear energy **24** 409.
- [17] Murakami S, *et al.* (2000) *‘5-D simulation study of suprathermal electron transport in non-axisymmetric plasmas’* Nuclear Fusion **40** 693
- [18] Castejón F. and Eguilior S. (2003) *‘Langevin equations for quasi-linear wave-particle interaction’* Plasma Phys. and Control. Fusion **45** 159
- [19] Weyssow B (1990) *‘Motion of a single charged particle in electromagnetic fields with cyclotron resonances’* Journal of Plasma Physics **43** 119
- [20] Risken H (1984) *“The Fokker-Planck Equation. Methods of Solutions and Applications”*. Springer-Verlag. Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo.
- [21] Fidone I *et al* (1982) *‘Role of the relativistic mass variation in electron cyclotron resonance wave absorption for oblique propagation’* Physics of Fluids **25** 2249
- [22] Krivenski V *et al* (1985) *‘Improving current generation in a tokamak by electron cyclotron waves’* Nuclear Fusion **25** 127
- [23] Start F H *et al* (1983) *‘The effect of a relativistic resonance condition drive on the Fokker-Planck theory of ECRH current’* Plasma Physics **25** 1431
- [24] Meyer R L *et al* (1986) *‘Fokker-Planck code for the quasi-linear absorption of electron cyclotron waves in a tokamak plasma’* Computer Physics Communications **40** 153
- [25] Erckmann V and Gasparino U (1994) *‘Electron cyclotron resonance heating and current drive in toroidal fusion plasmas’* Plasma Physics and Controlled Fusion **36** 1869.
- [26] Jiménez J. A. *et al* (1997) *‘Local stability in heliac type stellarators’* Nucl. Fusion **37** 467
- [27] Kampen N. G. (1981) *‘Ito versus Stratonovich’* Journal of Statistical Physics **24** 175

-
-
- [28] Fisch N. J. (1980) '*Current generation in a relativistic plasma*' *Physical Review A* **24** 3245
- [29] Karney C F F and Fisch N J (1979) '*Numerical studies of current generation by radio-frequency traveling waves*' *Phys. Fluids* **22** 1817
- [30] Lotz W. and Nühremberg J. (1982) *Naturforsch* **37a**, 899
- [31] Jones M. E. *et al.* (1996) '*A grid-based Coulomb collision model for PIC codes*' *Journal of Computational Physics* **123** 169
- [32] Castejón F. *et al* (2004) '*Influence of low-order rational magnetic surfaces on heat transport in TJ-II heliac ECRH plasmas*' *Nuclear Fusion* **44** 593

Conclusiones

Hemos llevado a cabo análisis perturbativos de transporte, en los que se mide la respuesta del plasma a una perturbación interna o externa, en los canales de densidad y temperatura electrónica. Con el canal iónico no hemos podido realizar estos análisis por razones experimentales: la temperatura iónica se mide en tres puntos en cada descarga y por lo tanto no tenemos suficiente resolución espacial ni temporal.

En el canal de la densidad electrónica, la solución del problema inverso del transporte mediante el ajuste de la difusividad y la velocidad convectiva, parametrizadas a priori de manera adecuada, ha demostrado ser un método útil para la caracterización del transporte en diferentes tipos de descargas no estacionarias. El conocimiento del término fuente es básico para ser capaces de estimar independientemente los coeficientes difusivo y convectivo. La fuente, al igual que el término convectivo, son proporcionales a la densidad, lo que podría suponer que una y otro se enmascararan a la hora de realizar el ajuste de la evolución temporal del perfil. Para evitarlo, el término fuente usado en el cálculo se ha calculado usando el código EIRENE modificado para el TJ-II y los perfiles de densidad y temperatura

medidos. Este término debe todavía mejorarse teniendo en cuenta más especies que las incluidas actualmente en el código.

Los resultados muestran que en todos los casos estudiados es necesario un término convectivo para explicar el transporte de partículas obtenido en los plasmas del TJ-II. Este resultado está de acuerdo con las observaciones previas del estelarátor W7-AS y del Tokamak Tore-Supra, donde es necesaria una velocidad negativa anómala para explicar el transporte observado. Los experimentos en W7-AS se llevaron a cabo introduciendo en el plasma un pulso de gas modulado en el tiempo y haciendo un desarrollo de Fourier, por lo que sus resultados de velocidad negativa están en buen acuerdo con los aquí mostrados en el caso semejante de inyección de un pulso de gas. Una ventaja fundamental del método expuesto aquí frente al usado por W7-AS es que su análisis no podrá usarse fácilmente en experimentos en que no se produzca una inyección de gas o cualquier otra perturbación que no esté modulada. Las difusividades obtenidas en el presente trabajo presentan un mínimo cerca del borde y para los radios más externos se caracterizan por incrementarse muy rápidamente. Este hecho puede estar relacionado con el fuerte rizado del campo magnético del TJ-II, que genera un transporte de partículas muy elevado en el borde.

Los comportamientos de la difusividad y de la velocidad son muy similares en las dos descargas que muestran una mejora en el confinamiento de partículas, tanto espontánea como inducida por una corriente externa. El término convectivo muestra que tenemos una velocidad positiva (hacia fuera) que decrece conforme el confinamiento mejora, así como también lo hacen las difusividades. Estos dos hechos son los responsables de la mejora del confinamiento. En el caso de la mejora espontánea de confinamiento la velocidad se reduce muy drásticamente e incluso llega a alcanzar valores negativos en la zona central del plasma.

Estos resultados muestran que existe un gradiente de densidad crítico a partir del cual aparece el confinamiento mejorado. Se están llevando a cabo más investigaciones para poder determinar las posibles causas de este fenómeno, incluyendo la determinación de la naturaleza del transporte en el borde del plasma de entre los diversos mecanismos propuestos para el caso de la mejora del confinamiento.

En el caso de la descarga perturbada por la inyección de un pulso de gas el transporte presenta unas características totalmente diferentes. En este caso la velocidad es grande y hacia dentro en la zona externa del plasma. Además el término fuente se está moviendo hacia dentro como resultado de la evolución de los perfiles de

temperatura. Esta combinación de factores hace que la alimentación del plasma en el TJ-II sea efectiva. Por otro lado, la difusión en el centro es mucho mayor que en el caso de confinamiento mejorado y presenta su valor mínimo en una posición más interna.

En el análisis del canal de temperatura electrónica hemos obtenido los perfiles de deposición de potencia y de difusividad térmica para los plasmas del TJ-II con los experimentos de modulación de potencia y de encendido o apagado del girotrón descritos a lo largo del Capítulo 3: En estos cálculos hemos observado que los perfiles de deposición de potencia obtenidos durante los experimentos de modulación a alta frecuencia del ECRH son más anchos y achatados que los estimados a través de las técnicas de trazado de rayos. Varias razones pueden explicar dicho desacuerdo, por ejemplo los abruptos gradientes de los plasmas del TJ-II que pueden hacer que la aproximación WKB no sea adecuada y que deba ser necesario considerar otros métodos para calcular la propagación y absorción del haz en el plasma, como por ejemplo, las técnicas de trazado de haz gaussiano. Asimismo los procesos de transporte rápido, como las pérdidas directas de partículas o la creación de colas supratérmicas en la función de distribución electrónica, pueden conducir también a un ensanchamiento del área de deposición de potencia, sobre todo cuando la densidad de potencia absorbida es tan alta como la que tenemos aquí (15 W/cm^3). Además, aunque el trazado de rayos predice una absorción casi completa en primer paso la fracción de potencia no absorbida en ese primer paso es típicamente del orden del 40-50% de la potencia inyectada. Se están realizando más estudios para investigar la causa o causas que dan lugar al ensanchamiento del perfil de deposición de potencia.

Los perfiles de deposición de potencia obtenidos a través de experimentos de encendido o apagado son compatibles con los que se obtienen a través de los experimentos de modulación a alta frecuencia. La anchura del perfil varía dependiendo de los perfiles de densidad y temperatura del plasma.

La difusividad térmica se ha estimado a través de experimentos de modulación a baja frecuencia, incluyendo en los cálculos los perfiles de deposición de potencia obtenidos anteriormente y también a través de los experimentos de encendido y apagado del girotrón, estando los resultados obtenidos por ambos métodos en un buen acuerdo entre ellos y con los valores obtenidos mediante análisis de transporte en estado estacionario, si consideramos las barras de error en ambos resultados. Las pérdidas convectivas pueden jugar un papel importante en el régimen transitorio que se genera nada más encender el girotrón, tanto en los experimentos de encendido

como de modulación, como puede verse de los resultados presentados en el apartado 3.3.2.

Para estudiar el término convectivo y sus propiedades, se han obtenido las ecuaciones de Langevin para la interacción cuasi-lineal entre ondas y partículas usando el hecho de que esta interacción puede considerarse como un proceso estocástico, ya que la fase relativa entre las partículas y las ondas es aleatoria. El álgebra de Stratonovich nos ha permitido establecer la correspondencia entre las ecuaciones microscópicas para una partícula de prueba y las ecuaciones Fokker-Planck para la función de distribución.

Las ecuaciones microscópicas obtenidas para la difusión cuasi lineal en el espacio de momentos podrán completarse para tener en cuenta la geometría del dispositivo y las colisiones. De esta manera estas ecuaciones podrían ser usadas para estudiar la interacción entre el transporte y el calentamiento por radiofrecuencias en dispositivos por confinamiento magnético.

Estas ecuaciones así obtenidas pueden ser usadas para estimar el flujo de partículas y energía inducido por las ondas a través de cualquier superficie en el espacio de momentos. Como ejemplo práctico, se ha estimado el flujo de partículas hacia fuera inducido por el ECRH (“pump out”) que ha sido observado tanto en tokamaks como en estelarátors. Este aumento del flujo se atribuye a la difusión perpendicular en el espacio de momentos, que empuja las partículas dentro del cono de pérdidas. La ecuación cinética que describe este fenómeno es difícil de resolver ya que acopla la parte espacial y de momentos. En este trabajo hemos mostrado un acercamiento alternativo al problema basado en las ecuaciones de Langevin, el cual, bajo ciertas aproximaciones, nos permite obtener una expresión para el flujo que nos habilita para realizar una estimación rápida del mismo. Esta expresión es lo bastante simple para llevar a cabo un estudio de las propiedades del flujo de partículas inducida por el ECRH e incluirla, por ejemplo, en un código de transporte. Las colisiones pueden introducirse fácilmente y sus efectos serán estudiados en el futuro. Una vez conozcamos el flujo también se puede llevar a cabo una investigación acerca del campo eléctrico creado por el flujo extra de electrones. Para llevar a cabo todas estas tareas se va a desarrollar un cálculo basado en métodos Monte-Carlo que incluya todos estos términos.

Otro ejemplo de aplicación de estas técnicas podría ser el cálculo de la fuente de electrones “runaway” producida por el calentamiento por microondas. Para ello habría

que calcular el flujo de partículas que circulan a través de la curva crítica en el espacio de momentos, fuera de la cual un electrón se convierte en “runaway”, es decir, las pérdidas por colisiones son menores que la aceleración debida al campo eléctrico paralelo y por lo tanto el electrón ganará energía y se desacoplará cada vez más del plasma térmico.

Publicaciones

S Eguilior, F Castejón, E de la Luna, A Cappa, K Likin, A Fernández and TJ-II Team (2003) *"Heat wave experiments on TJ-II flexible heliac"* Plasma Physics and Controlled Fusion **45** 105

F Castejón and **S Eguilior** (2003) *"Langevin equations for quasi-linear wave-particle interaction"* Plasma Phys. and Control. Fusion **45** 159

A Fernández, A Cappa, K Likin, **S Eguilior**, E de la Luna, F Castejón and R Martín. *"Microwave Power Absorption into TJ-II ECRH Plasmas"*. Proceedings of the 12th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Heating. Aix-en-Provence, France 13-16 May 2002. ISBN 981-238-189-9

S Eguilior, F Castejón, J Guasp, T Estrada, F Medina, FL Tabarés and B Brañas (2005) *"Perturbative particle transport experiments on TJ-II stellarator"* enviado a publicar a Plasma Physics and Controlled Fusion

C. Hidalgo, C. Alejaldre, ..., **S. Eguilior**, et al (2005) *"Overview of TJ-II experiments"* Aceptado para publicar el Nuclear Fusion

C. Alejaldre, L. Almoguera, ... **S. Eguilior**, et al. (2001) *"Review of confinement and transport studies in the TJ-II Flexible heliac"* Nuclear Fusion **41**, 1449

E. Ascasibar, C. Alejaldre, ... **S. Eguilior**, et al. (2002) *"Confinement and stability on the TJ-II stellarator"* Plasma Physics and Controlled Fusion **44** B307

F Castejón and **S Eguilior**. *"Particle Dynamics under Quasi-Linear Interaction with Waves"*. Informes Técnicos CIEMAT 1015. Febrero 2003

S Eguilior, F Castejón, E de la Luna, A Cappa, K Likin, A Fernández and TJ-II Team. *"Perturbative Heat Transport Experiments on TJ-II"*. Informes Técnicos CIEMAT 995. Junio 2002

S Eguilior, F Castejón and J.M. Parrondo. *"Application of statistical Potential Techniques to Runaway Transport Studies"*. Informes Técnicos CIEMAT 956. Marzo 2001

F Castejón, **S Eguilior** and L Rodríguez-Rodrigo. *"On Runaway Transport under Magnetic Turbulence in Tokamaks"*. Informes Técnicos CIEMAT 957. Marzo 2001.

Comunicaciones a Congresos

S Eguilior, F Castejón, T Estrada, F L Tabarés and B Brañas. *"Perturbative particle transport experiments on TJ-II stellarator"*. 14th International Stellarator Workshop in Greifswald (Alemania). Septiembre 2003

F Castejón and **S Eguilior**
"Estimation of radial particle flux induced by ECRH"
14th International Stellarator Workshop in Greifswald (Alemania). Septiembre 2003

S Eguilior, F Castejón, T Estrada, F L Tabarés and B. Brañas.
"Perturbative particle transport experiments on TJ-II stellarator".
30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, San Petersburgo
(Russia). July, 2003.

F Castejón and **S Eguilior**
"Langevin Equations for Quasi-Linear Wave-particle Interaction"
1st Workshop on Kinetic Theory, Greifswald (Germany). October, 2002.

F Castejón, E Ascasíbar, ... **S Eguilior** et al.
"Perturbative transport experiment on TJ-II"
International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion.
Alushta (Ucrania) September 2002.

S Eguilior, A Cappa, F Castejón, E de la Luna, K Likin, A Fernández, T Estrada, V
Tribaldos, and TJ-II Team.
"Heat Wave Experiments on TJ-II Flexible Helic " .
28th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics Madeira (Portugal).
June, 2001.

F Castejón and **S Eguilior**.
"Langevin equations for quasi-linear wave-particle interaction".
9Th European Fusion Theory conference. Helsinor(Denmark). September, 2001.

S Eguilior, F Castejón and J.M. Parrondo.
"Runaway Source Term as an Escape Process in a Potencial ".
27th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Budapest (Hungary)
June, 2000.

S Eguilior, F Castejón and L Rodríguez-Rodrigo.
"On Runaway Transport under Magnetic Turbulence in Tokamaks".
26th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics Maastricht (Belgium)
June, 1999