

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**  
**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**  
**Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear**



**MEDIDA DE COEFICIENTES DE TRANSPORTE EN JET**  
**USANDO LA TÉCNICA DE INYECCIÓN DE PELLETS**

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

**José Ramón Martín Solís**

Bajo la dirección de los doctores

Mario Soler López  
Awi Gondhalekar

**Madrid, 2002**

ISBN: 978-84-669-0431-5

©José Ramón Martín Solís, 1993



UNIVERSIDAD COMPLUTENSE



5314278783

FI 1993/2

# Medida de Coeficientes de Transporte en JET usando la Técnica de Inyección de Pellets

*Memoria que presenta para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas*

José Ramón Martín Solís

*Dirigida por:*

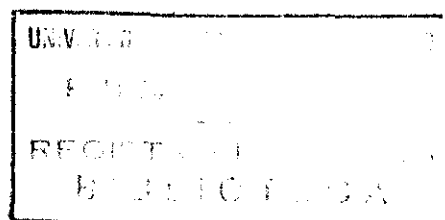
Awi Gondhalekar  
Investigador del Joint European Torus

Mario Soler López  
Profesor Titular de la Facultad de Ciencias Físicas

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear  
Facultad de Ciencias Físicas  
Universidad Complutense de Madrid

Mayo 1993

FI-1993/2



Nº REGISTRO 80534

616 136615  
i 25303776

*A mi padre*



# Agradecimientos

Son muchas las personas, demasiadas para citarlas a todas, las que deberían ser incluidas en este apartado, sin cuyo ánimo y ayuda no habría sido posible llevar a buen fin estos años de duro trabajo.

En primer lugar debo incluir a mis padres. No poder contar con la presencia de mi padre es sin duda lo que más lamento en este momento; vaya por él esta tesis, lo mejor que haya podido salir de ella, mi esfuerzo de todos estos años, y mi profundo agradecimiento por el apoyo, comprensión y cariño que siempre me ha dado. Mucho de lo mismo puedo decir de mi madre, que ha "padecido" casi tanto como yo los "efectos" de esta tesis, particularmente durante los casi tres años de mi estancia en Inglaterra.

Dentro de mi ámbito de trabajo debo incluir a mis compañeros y amigos del Departamento de Física Atómica de la Universidad Complutense de Madrid, con quienes compartí mis primeros dos años de doctorado, así como a mis colegas del Joint European Torus, particularmente dentro de la División Experimental II, que de tan buena gana me ofrecieron su ayuda siempre que fue necesario.

Entre las personas con quien ha compartido mi trabajo durante estos años debo destacar a Alberto Loarte Prieto y a Froilán César Martínez Dopico; particularmente gratos son los dos primeros años de trabajo que compartimos juntos en el Departamento de Física Atómica. De Alberto, con quien ha mantenido provechosas discusiones científicas, he aprendido que una física simple no está reñida con la eficacia; debo recordar de forma especial los dos años que hemos pasado juntos en Inglaterra, y agradecer la paciencia con que me ha aguantado todo este tiempo. De Froilán he aprendido la seriedad y rigurosidad en el trabajo; tampoco puedo olvidar su apoyo a la vuelta de Inglaterra, que me ha hecho mucho más llevadera mi incorporación a mi nuevo lugar

de trabajo.

Debo dedicar también un apartado especial al Dr. José Antonio Tagle, que de algún modo ha hecho de "padre" para todos los españoles en el Joint European Torus. Durante todo este tiempo, no he dejado de admirar su profesionalidad y honestidad en el trabajo. A él y a sus acertados consejos le debo en gran medida haber optado por mi nueva trayectoria universitaria. Particularmente gratos son los buenos momentos que todos pasamos con él y su familia en su casa de Oxford.

Mis directores de tesis, el Dr. Awi Gondhalekar y el Dr. Mario Soler López, han desempeñado un papel fundamental en el desarrollo de este trabajo. Con Mario me he introducido en el mundo de la física del plasma y de la fusión nuclear, y a él le debo gran parte de lo que aprendido durante estos años. De Awi he recibido toda la ayuda que ha sido necesaria durante mi estancia en el Joint European Torus, y de él han salido las mejores ideas de esta tesis.

Muchas otras personas, fuera de mi ámbito propio de trabajo, han contribuido con su apoyo y cariño a hacerme más llevadera la realización de esta tesis. Con Carmen he pasado los mejores momentos de estos años; no puedo dejar de pedirla un poco perdón por los malos momentos que la he hecho pasar en mis años de trabajo en Inglaterra. A mi amigo José Luis debo agradecerle su constante apoyo durante tantos momentos de agobio a lo largo de todo este tiempo. Debo incluir también en este apartado a Félix, por el ánimo prestado desde la distancia durante los tres últimos años, y a Maleni, Benjamín y Goran con quienes tan agradables momentos he pasado en Inglaterra.

Finalmente, quisiera expresar mi agradecimiento al Ministerio de Educación y Ciencia, y a la Comisión de las Comunidades Europeas por el soporte económico recibido para la realización de esta tesis.

# Indice

Agradecimientos	v
Resumen	xi
<b>I Conceptos Básicos</b>	<b>1</b>
<b>1 Fusión Termonuclear Controlada. El Joint European Torus</b>	<b>3</b>
1.1 Fusión Termonuclear. Condiciones para Fusión . . . . .	4
1.1.1 La Fusión como Forma de Energía . . . . .	4
1.1.2 Condiciones para Fusión . . . . .	6
1.2 Fusión por Confinamiento Magnético. La Configuración Tokamak . . . . .	7
1.3 El Joint European Torus . . . . .	15
Bibliografía . . . . .	25
<b>2 Experimentos de Inyección de Pellets en Tokamaks</b>	<b>27</b>
2.1 Introducción . . . . .	27
2.2 Inyección de Pellets en Tokamaks . . . . .	30
2.3 El Sistema de Inyección Múltiple de Pellets en JET . . . . .	33
2.3.1 Descripción del Sistema . . . . .	34
2.3.2 Diagnósticos del Pellet . . . . .	36
2.4 Experimentos de Inyección de Pellets en JET . . . . .	39
Bibliografía . . . . .	51
<b>3 Confinamiento en tokamaks. Determinación Experimental del Transporte</b>	<b>53</b>

3.1	Introducción . . . . .	53
3.2	Conceptos Básicos de Teoría de Transporte . . . . .	55
3.2.1	Procesos Clásicos . . . . .	55
3.2.2	Transporte debido a Fluctuaciones . . . . .	62
3.3	Determinación Experimental del Transporte en Tokamaks . . . . .	67
3.3.1	Confinamiento Global de la Energía. Leyes de Escala . . . . .	67
3.3.2	Transporte Local . . . . .	72
3.3.3	Estudios Perturbativos de Transporte . . . . .	77
	Bibliografía . . . . .	85
 <b>II Medida de Coeficientes de Transporte</b>		<b>87</b>
 <b>4 Transporte Electrónico en la Región Central del Plasma</b>		<b>89</b>
4.1	Descripción. Ecuaciones y Geometría . . . . .	90
4.1.1	Descripción. Idoneidad del Método . . . . .	91
4.1.2	Ecuaciones Básicas de Transporte . . . . .	94
4.1.3	Geometría . . . . .	96
4.2	Medidas Experimentales . . . . .	101
4.2.1	Medidas de la Temperatura Electrónica . . . . .	102
4.2.2	Medidas de la Densidad Electrónica . . . . .	105
4.2.3	Medidas Auxiliares . . . . .	114
4.3	Coeficientes de Transporte . . . . .	122
4.3.1	Transporte de Calor Electrónico . . . . .	123
4.3.2	Transporte de Densidad Electrónica . . . . .	145
4.3.3	Comparación de $\chi_e$ y $D_e$ . . . . .	153
4.4	Comparación de Resultados . . . . .	153
4.5	Resumen y Discusión . . . . .	165
	Bibliografía . . . . .	171
 <b>5 Transporte de Calor Iónico y Transporte Electrónico en el Borde del Plasma</b>		<b>177</b>
5.1	Transporte de Calor Iónico . . . . .	179
5.1.1	Evidencia Experimental . . . . .	180
5.1.2	Análisis . . . . .	183
5.2	Transporte Electrónico en el Borde del Plasma . . . . .	190

5.2.1	Evidencia Experimental . . . . .	191
5.2.2	Análisis . . . . .	191
5.3	Resumen y Discusión . . . . .	195
	Bibliografía . . . . .	199
<b>6</b>	<b>Difusión de Electrones Supratérmicos</b>	<b>201</b>
6.1	Generación de Corrientes no Inductivas en Tokamaks: el sistema LHCD . . . . .	202
6.1.1	Generalidades . . . . .	202
6.1.2	Generación de Corriente mediante Ondas de Lower Hybrid . . . . .	208
6.1.3	El Experimento LHCD en JET . . . . .	215
6.2	Dinámica y Caracterización de los Electrones Supratérmicos . . . . .	219
6.2.1	Dinámica . . . . .	220
6.2.2	Descripción Cinética . . . . .	247
6.2.3	Métodos de Diagnóstico . . . . .	259
6.3	Medida Perturbativa del Coeficiente de Difusión de Electrones Supratérmicos . . . . .	273
6.3.1	Evidencia Experimental . . . . .	273
6.3.2	Interpretación y Análisis . . . . .	277
6.4	Comparación de Resultados . . . . .	289
6.5	Resumen y Discusión . . . . .	294
6.5.1	Resumen . . . . .	294
6.5.2	Discusión . . . . .	296
	Bibliografía . . . . .	305
<b>III</b>	<b>Conclusión</b>	<b>309</b>
<b>7</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>311</b>
	Publicaciones	317



# Resumen

La fusión nuclear, con sus reservas prácticamente inagotables de energía, ofrece la capacidad potencial de satisfacer las necesidades energéticas mundiales. Entre los esquemas ensayados para producir energía de fusión de forma controlada, cabe destacar los sistemas de confinamiento magnético y, entre éstos, el tokamak constituye en la actualidad la línea más prometedora. En un tokamak, campos magnéticos son empleados para confinar un plasma caliente de hidrógeno en una configuración toroidal.

El Tokamak JET (Joint European Torus) en Culham (Reino Unido) es el proyecto mayor dentro de los programas coordinados de investigación en fusión de las Comunidades Europeas. El objetivo de JET es demostrar la viabilidad de la fusión nuclear como fuente de energía.

Esta tesis es el resultado de casi tres años de investigación en el Tokamak JET, dedicados al estudio de los procesos que determinan las pérdidas de partículas y energía en un plasma tokamak, denominados procesos de transporte. Para conseguir condiciones termonucleares en un tokamak es necesario confinar un plasma caliente y denso durante un tiempo suficientemente largo. El tiempo de confinamiento calculado sobre la base de las colisiones coulombianas entre las partículas del plasma, incluyendo los efectos de la geometría toroidal, exceden los tiempos de confinamiento obtenidos experimentalmente en uno o dos órdenes de magnitud. Las causas de estas pérdidas anómalas de partículas y energía no son comprendidas todavía. Información sobre los mecanismos que determinan el transporte anómalo en un plasma tokamak puede ser obtenida a partir de estudios de la evolución de las perturbaciones inducidas por algún medio en los perfiles de temperatura y densidad del plasma.

En esta tesis se ha empleado la inyección de pequeñas pastillas con-

geladas de deuterio, denominadas *pellets*, para producir las perturbaciones de la temperatura y densidad. Los coeficientes que caracterizan los procesos de transporte en el plasma son entonces obtenidos a partir del análisis de la evolución de estas perturbaciones.

La memoria ha sido dividida en tres partes principales: En la primera parte, dividida en tres capítulos, se introducen los conceptos básicos relativos al tema de investigación. En el primer capítulo se ha hecho una introducción al problema de la fusión termonuclear controlada; la configuración tokamak, los principales problemas relacionados con la física tokamak, y el tokamak JET, en el que se ha desarrollado esta tesis, han sido presentados. La inyección de pellets en tokamaks constituye el tema del segundo capítulo, en el que se ha puesto particular énfasis en describir las características más importantes del sistema de inyección múltiple de pellets empleado en JET, y los resultados más relevantes de los experimentos de inyección de pellets realizados en JET. Por último, en el capítulo tercero, se hace una introducción al problema del transporte en tokamaks: los conceptos más importantes de teoría de transporte, y las técnicas experimentales empleadas para estudiarlo, en particular los métodos perturbativos, son revisados en este capítulo.

En la segunda parte, que consta también de tres capítulos, se presentan los resultados obtenidos para los coeficientes de transporte en JET usando la inyección de pequeños pellets de deuterio que no perturban de forma importante al plasma. En el capítulo cuarto, los coeficientes de difusión de calor y densidad electrónica en la región central del plasma son deducidos analizando la propagación hacia el centro del plasma de las perturbaciones del perfil de temperatura y densidad electrónica inducidas por un pequeño pellet de deuterio al entrar en el plasma. El análisis es realizado en distintos regímenes de confinamiento; los resultados no exhiben una dependencia específica del régimen de confinamiento. Los valores obtenidos del coeficiente de difusión de calor son en todos los casos varias veces mayores que las estimaciones realizadas a partir de cálculos de balance de potencia en estado estacionario; el coeficiente de difusión de calor es también mucho mayor, aproximadamente en un orden de magnitud, que el coeficiente de difusión de partículas deducido de la evolución de las perturbaciones de la densidad. Estos resultados están en acuerdo con los obtenidos en JET usando otras técnicas perturbativas.

El Capítulo 5 presenta análisis preliminares relativos a otros aspectos del transporte: el transporte de calor iónico en el interior del plasma es analizado a partir de la evolución de las perturbaciones producidas por el pellet en el perfil de emisión de neutrones termonucleares (producidas en las reacciones deuterio-deuterio), y el transporte de calor y densidad electrónica en el borde del plasma es estudiado a partir de medidas, usando sondas de Langmuir, de la propagación hacia fuera del plasma de las perturbaciones producidas por un pellet de deuterio en los perfiles de temperatura y densidad electrónica.

El Capítulo 6 aborda un aspecto distinto del transporte: la difusión de los electrones supratérmicos (con energías varias veces mayores que los electrones térmicos del plasma) creados durante LHCD. El análisis es también realizado a partir de la evolución de las perturbaciones producidas en esta población de electrones por un pellet de deuterio al entrar en el plasma. El coeficiente de difusión deducido es muy en grande en comparación con la difusividad térmica del plasma, sugiriendo que el transporte de los electrones supratérmicos está dominado por la turbulencia magnética del plasma. Los electrones supratérmicos son esencialmente no colisionales y de este modo siguen las líneas de campo magnético convirtiéndose en auténticas sondas de la turbulencia magnética subyacente. Un análisis sistemático de las propiedades de difusión de los electrones supratérmicos debe hacer posible determinar la naturaleza de la turbulencia magnética subyacente y, por tanto, el papel que puede desempeñar en el transporte anómalo observado en plasmas tokamak.

Finalmente, en la parte tercera se exponen las conclusiones de este trabajo.

En la medida de lo posible, se ha intentado usar siempre términos castellanos a lo largo de la memoria. En caso contrario, el término anglosajón correspondiente ha sido empleado. En este sentido, el uso a lo largo de estas tesis del término *pellet* (estándar en la literatura) ha sido preferible a la expresión española correspondiente (*pastillas de hidrógeno*).

En general se han utilizado unidades del Sistema Internacional. La temperatura  $T$ , sin embargo, siempre que no aparezca acompañada de la constante de Boltzmann ( $k$  ó  $k_B$ ), es expresada en unidades de energía, en particular en eV:  $1 \text{ eV} = 1,16 \cdot 10^4 \text{ K}$ .



I

# Conceptos Básicos



# Capítulo 1

## Fusión Termonuclear Controlada. El Joint European Torus

Satisfacer las necesidades energéticas mundiales constituye en la actualidad una cuestión vital, y a largo plazo, incierta. Dado el rápido crecimiento de la población, y dependiendo del éxito a la hora de llevar a cabo un uso eficiente de la energía, la demanda energética puede crecer enormemente.

Independientemente de la cantidad de energía que pueda ser necesaria en un futuro, el criterio de calidad se convertirá en una cuestión crucial: la energía debe ser producida de forma aceptable, no sólo desde un punto de vista económico, sino también desde un punto de vista medioambiental. Toda fuente de energía presenta sus propios costes económicos y riesgos medioambientales. Los combustibles fósiles, aparte de problemas ligados a disponibilidad local o global, conllevan el riesgo de calentamiento global (efecto invernadero) y acidificación. El uso a gran escala de fuentes de energía renovables (la energía solar, por ejemplo) depende de las condiciones locales y parece estar afectado de elevados costes. La energía de fisión debe afrontar la preocupación creciente relativa a la seguridad de los reactores de fisión, riesgos de fugas radiactivas y tratamiento de los residuos.

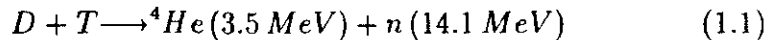
En definitiva, la búsqueda de fuentes de energía a largo plazo, fácilmente accesibles, factibles tecnológicamente y aceptables desde un

punto de vista económico, medioambiental y de seguridad, se percibe como una necesidad cada vez más urgente. La energía de fusión tiene la capacidad potencial de llegar a convertirse en una de estas fuentes.

## 1.1 Fusión Termonuclear. Condiciones para Fusión

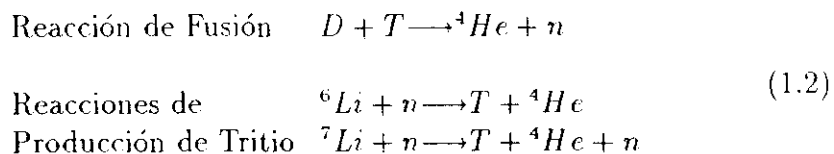
### 1.1.1 La Fusión como Forma de Energía

La fusión nuclear consiste en el proceso por el cual dos núcleos de elementos ligeros se unen o funden dando lugar a núcleos más pesados y a una producción neta de energía. La energía liberada en este proceso se manifiesta en forma de energía cinética de los productos de la reacción. Entre las posibles reacciones de fusión, la más fácil de conseguir es la que tiene lugar entre los dos isótopos pesados del hidrógeno-deuterio (D) y tritio (T):



La mayor parte de la energía liberada en esta reacción ( $\sim 80\%$ ) es llevada por un neutrón de alta velocidad, mientras que la energía restante va a la partícula alfa (el núcleo de helio,  ${}^4\text{He}$ ).

El deuterio es un componente común del agua y fácilmente separable; alrededor del 0.015% del agua es agua pesada ( $D_2O$ ), lo que convierte al deuterio en una fuente prácticamente inagotable de energía. Por el contrario, el tritio no se encuentra en la naturaleza en cantidades significativas, por lo que debe ser manufacturado. Esto puede llevarse a cabo aprovechando los neutrones producidos en las propias reacciones de fusión, que al combinarse con litio dan lugar a la producción de tritio. Así, aunque las reacciones de fusión en un reactor tendrán lugar entre deuterio y tritio, los combustibles primarios serán deuterio y litio:



Hay suficientes reservas disponibles de litio para permitir la generación mundial de electricidad a los niveles actuales usando reactores de fusión durante un período de varios cientos de años.

En un futuro reactor de fusión, un compuesto de litio debería ser incorporado en un manto o recubrimiento situado alrededor del núcleo del reactor, de modo que algunos de los neutrones resultantes de las reacciones de fusión puedan ser empleados para manufacturar el tritio. El tritio producido podría ser entonces extraído para uso en el reactor. Este manto también constituiría el medio de aprovechar la energía contenida en los neutrones liberados en las reacciones de fusión. Cuando los neutrones son ralentizados en el manto, la temperatura de éste aumentaría, y el calor generado puede ser utilizado para generar electricidad. Es de esperar que en una segunda generación de reactores de fusión se puedan alcanzar las condiciones necesarias para que las reacciones deuterio-deuterio (más difíciles de conseguir que las reacciones D-T) puedan ser aprovechadas:



En este caso, no habría necesidad de manufacturar tritio y una reserva virtualmente inagotable de energía estaría disponible. La primera generación de reactores, sin embargo, deberá estar basada en la reacción deuterio-tritio.

Desde un punto de vista medioambiental, los combustibles primarios de la reacción deuterio-tritio (deuterio y litio) y el producto directo de la reacción (el gas de helio inerte) no son tóxicos ni radiactivos: no producen polución atmosférica ni contribuyen al efecto invernadero. Los reactores de fusión no contendrán uranio, plutonio ni productos de fisión. Sin embargo, el combustible intermedio (el tritio) es radiactivo, aunque de corta vida media ( $\sim 12$  años), y materiales radiactivos serán producidos como consecuencia de la activación neutrónica de partes de la estructura del reactor.

Otro aspecto importante de un futuro reactor es que la zona de reacción contendrá sólo una pequeña cantidad de combustible: el combustible es repuesto a medida que es necesario, y el ritmo de reacción es *auto-limitante*. La magnitud de un posible escape de energía es por tanto pequeña. Por último, es difícil estimar el coste de un sistema que

no será puesto en servicio hasta dentro de varias décadas. El coste de electricidad, no obstante, estará probablemente dominado por el coste capital de la planta, y una contribución significativa será la necesaria para reemplazar la primera pared y el manto del reactor a intervalos regulares.

### 1.1.2 Condiciones para Fusión

Las reacciones de fusión sólo pueden tener lugar si los núcleos se encuentran suficientemente próximos entre sí. Sin embargo, dado que todos los núcleos tienen carga positiva, se repelen unos a otros, y es por tanto necesario algún medio para lograr que los núcleos se acerquen. Un método consiste en calentar los combustibles gaseosos a muy alta temperatura, de modo que la energía cinética adquirida por los núcleos sea lo bastante elevada para superar las fuerzas de repulsión coulombianas. En el caso de las reacciones deuterio-tritio, temperaturas de 10-20 keV (100-200 millones de °C) son necesarias. A estas temperaturas, los átomos en el gas llegan a ionizarse, perdiendo sus electrones, y formando una mezcla de iones positivos y electrones llamada plasma, con propiedades muy diferentes de las de un gas normal.

Desde el punto de vista del funcionamiento de un reactor, debe obtenerse más energía de las reacciones de fusión que la empleada en calentar el combustible y hacer funcionar el sistema. La potencia producida por el reactor depende del número de núcleos ( $n$ ) por unidad de volumen (densidad) y del volumen del gas. Además, las pérdidas de energía deben mantenerse a un nivel mínimo aceptable, manteniendo a los gases calientes en aislamiento térmico de su entorno. La efectividad de este aislamiento es medida a través del tiempo de confinamiento de la energía ( $\tau_E$ , tiempo empleado por el sistema para enfriarse una vez que todas las formas externas de calentamiento han desaparecido).

Actualmente, los experimentos en los mayores dispositivos de fusión han estado orientados a conseguir que la potencia producida en las reacciones de fusión sea igual a la empleada para calentar el plasma, lo que se conoce con el nombre de condición de *breakeven*:  $Q_{DT} = P_F / P_H = 1$ , donde  $P_F$  es la potencia generada en las reacciones de fusión, y  $P_H$  la potencia de calentamiento del plasma. Esta condición, en términos de

la densidad  $n$  y del tiempo de confinamiento  $\tau_E$ , puede escribirse:

$$n\tau_E > 4 \times 10^{19} \text{ ms}^{-3} \quad (1.4)$$

La condición de *breakeven* no es, sin embargo, suficiente. Un reactor de fusión debe funcionar en un régimen de ignición, en el que la energía producida en las reacciones de fusión es capaz de compensar las pérdidas, manteniendo la temperatura del plasma y sosteniendo así las reacciones termonucleares. No toda la potencia de las reacciones de fusión puede usarse para calentar el plasma, ya que los neutrones producidos en la reacción escapan. Así, en un plasma D-T sólo el 20 % de la energía de fusión (la contenida en los núcleos de helio) estará disponible para mantener la temperatura del plasma, siempre que los productos de la reacción ( ${}^4\text{He}$ ) estén confinados de forma adecuada. Finalmente, la condición de ignición puede escribirse:

$$n\tau_E > 2 \times 10^{20} \text{ ms}^{-3} \quad (1.5)$$

Un plasma suficientemente caliente, suficientemente denso, y mantenido durante un tiempo suficientemente largo es por tanto necesario.

## 1.2 Fusión por Confinamiento Magnético. La Configuración Tokamak

El hecho de que a las temperaturas necesarias para producir las reacciones de fusión los combustibles se encuentren ionizados en sus constituyentes (formando una mezcla de electrones e iones positivos, o plasma), significa que pueden ser controlados e influidos por campos magnéticos. Con una forma adecuada del campo magnético, debería ser posible confinar un plasma caliente con una densidad suficientemente alta y durante un tiempo suficiente para conseguir una producción neta de energía. Es lo que se conoce con el nombre de fusión por confinamiento magnético. En este tipo de dispositivos, la condición de ignición para un reactor D-T se traduce típicamente en el siguiente rango de valores para los parámetros básicos del plasma:

$$\begin{array}{ll} \text{Temperatura Iónica,} & T_i \sim 10 - 20 \text{ keV} \\ \text{Densidad Iónica,} & n_i \sim 2 - 3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \\ \text{Tiempo de Confinamiento,} & \tau_E \sim 1 - 2 \text{ s} \end{array} \quad (1.6)$$

La configuración magnética más efectiva es la configuración toroidal denominada tokamak [Kad-90], originalmente desarrollada en USSR. El tokamak (Fig. 1.1) consiste en una cámara toroidal en que las partículas del plasma son confinadas por un campo magnético helicoidal. Este campo presenta dos componentes básicas: una componente toroidal,  $B_\phi$ , producida por bobinas externas situadas alrededor de la cámara de vacío, y una componente poloidal,  $B_\theta$ , producida por una gran corriente  $I_\phi$  que fluye en dirección toroidal y es inducida por la acción de un transformador (en el que el plasma juega el papel de circuito secundario). La geometría toroidal y el sistema de coordenadas del tokamak se muestran en Fig. 1.2. Las variables  $R, r, \theta$  y  $\phi$  son el radio mayor, el radio menor, el ángulo en dirección poloidal, y el ángulo en dirección toroidal respectivamente.

El campo toroidal es grande (del orden de Teslas) y es el encargado de dar estabilidad al plasma<sup>1</sup>, mientras que el campo poloidal (más pequeño) mantiene el equilibrio en la dirección del radio menor del toro, compensando las fuerzas debidas a los gradientes de presión en el plasma. Por último, bobinas toroidales externas al plasma (no mostradas en la figura) son empleadas para producir campos magnéticos adicionales, encargados de controlar la forma y la posición del plasma.

A continuación revisaremos brevemente los principales aspectos de la física de un plasma tokamak que afectan al desarrollo de un reactor de fusión. Estos incluyen los métodos empleados para calentar el plasma, el análisis de sus propiedades de confinamiento y los métodos utilizados para conseguir las densidades requeridas en un futuro reactor. La definición del dominio operacional de un plasma tokamak (particularmente en corriente del plasma, densidad y presión), así como las formas más importantes de actividad del plasma identificadas hasta el momento. Finalmente, el problema del control de impurezas, y el progreso hacia la operación en estado estacionario serán considerados.

---

<sup>1</sup>Una cantidad de gran importancia en estudios de estabilidad de plasmas tokamak es el llamado factor de seguridad:  $q(r)=rB_\phi/R_0B_\theta$ . La condición  $q(a) > 1$  para la estabilidad del plasma frente a perturbaciones helicoidales es conocida como criterio de estabilidad de Kruskal-Shafranov.

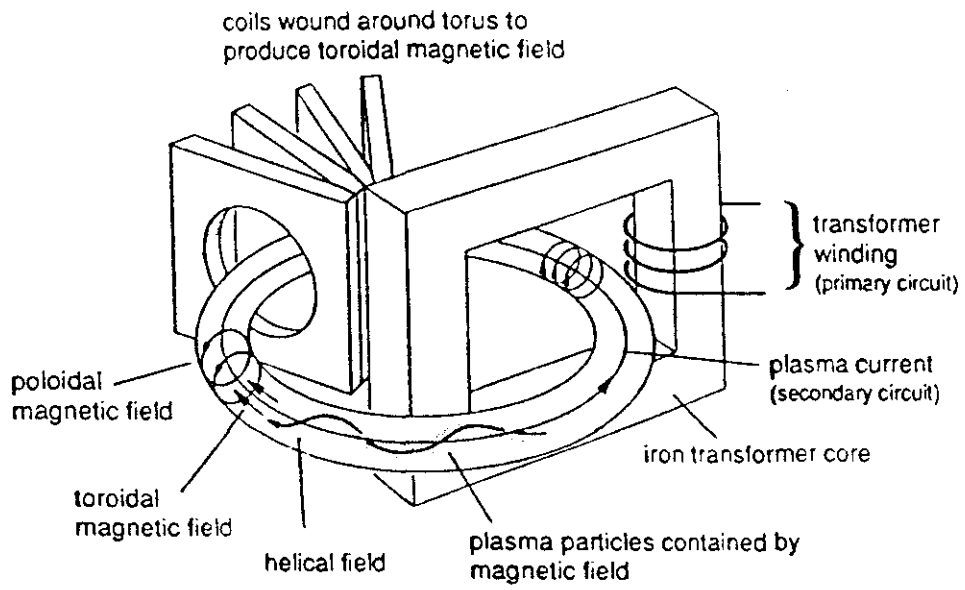


Fig. 1.1: Representación esquemática de un tokamak.

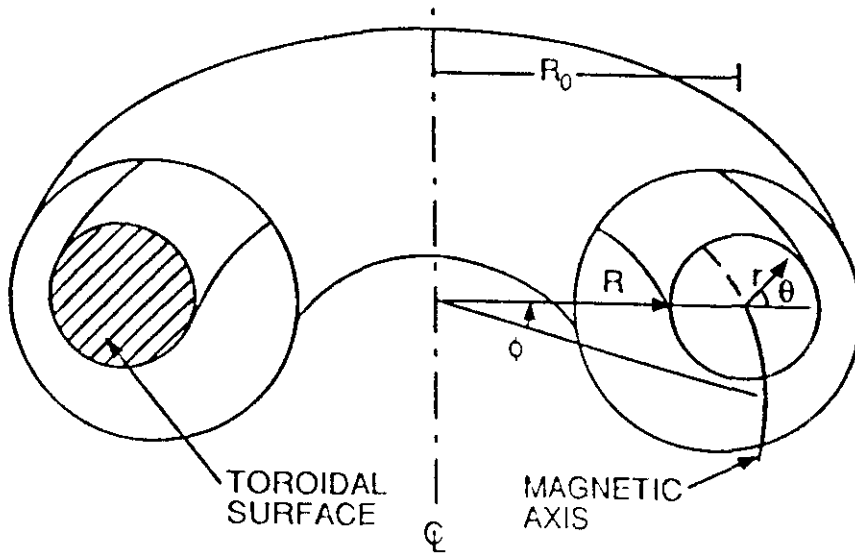


Fig. 1.2: Geometría tokamak y sistema de coordenadas.

## Calentamiento

La corriente que circula en un tokamak calienta el plasma resistivamente. Este calentamiento óhmico no permitirá alcanzar temperaturas de ignición (10-20 keV) debido a la disminución de la resistividad  $\eta$  del plasma al aumentar la temperatura:  $\eta \propto T_e^{-3/2}$ , donde  $T_e$  es la temperatura electrónica. Métodos de calentamiento adicional o auxiliar son por tanto necesarios. Los métodos más importantes usados para calentamiento auxiliar son la inyección de haces de partículas neutras de alta energía, que reparten su energía mediante colisiones principalmente con los iones del plasma, y el calentamiento mediante ondas de radio frecuencia ión-ciclotrón (ICRH: *Ion Cyclotron Resonance Heating*), que acopla la energía de las ondas a partículas (iones) en resonancia con la onda; las colisiones subsiguientes transfieren esta energía a las partículas no resonantes del plasma. En un plasma D-T en ignición, el calentamiento colisional debido a la termalización de las partículas alfa será dominante.

## Confinamiento

La efectividad del calentamiento del plasma para conseguir las temperaturas deseadas está determinado en gran medida por las propiedades de confinamiento del plasma, caracterizadas por el tiempo de confinamiento global de la energía  $\tau_E$ . Desafortunadamente, el confinamiento de la energía es peor de lo que cabría esperar sobre la base de una teoría cinética con colisiones binarias entre partículas (la llamada teoría neoclásica), de modo que un modelo teórico para el transporte anómalo observado es necesario. Leyes empíricas de escala para el tiempo de confinamiento de la energía son obtenidas a partir de ajustes estadísticos a los datos experimentales. Las leyes de escala obtenidas para los experimentos con calentamiento adicional (régimen L o de bajo confinamiento) son bastante diferentes y más pesimistas que las obtenidas sólo con calentamiento óhmico: el confinamiento ( $\tau_E$ ) se degrada con la potencia adicional. Sin embargo, los resultados obtenidos en el régimen L han sido superados por un factor dos o tres en ciertos regímenes de operación, de los que el régimen o modo H (régimen de alto confinamiento) es el más importante.

## Densidad

Es básico para el funcionamiento de un futuro reactor alcanzar densidades de combustible (D,T) suficientemente altas, particularmente en la región central del plasma, donde la temperatura es más elevada. Durante el transcurso del funcionamiento del reactor, parte del material nuclear escapa, y parte es perdido en las reacciones de fusión, de modo que debe ser repuesto. La inyección de moléculas de gas de baja energía (a temperatura ambiente) desde el borde del plasma es ampliamente usada para aumentar la densidad del plasma. Las moléculas del gas se disocian e ionizan como consecuencia de las colisiones, y su penetración en el plasma aumenta algo mediante intercambio de carga con los iones calientes del plasma. Es difícil todavía predecir las posibilidades de este sistema para producir las altas densidades centrales necesarias en un reactor. Haces dirigidos de partículas neutras de alta energía puede ser también empleados para aumentar la densidad del plasma; haces de neutros han sido utilizados con éxito para reponer combustible en plasmas de baja densidad, pero cuando la densidad aumenta los haces de neutros son apantallados del centro del plasma. Finalmente, pellets (o pastillas congeladas de combustible) han sido inyectados en plasmas tokamak con velocidades de hasta 1500 m/s con el objeto de depositar el material nuclear en el centro del plasma. El pellet es vaporizado principalmente a causa del intenso flujo de calor electrónico del plasma, siendo este proceso fuertemente dependiente de la temperatura del plasma, pero poco de su densidad. La penetración del pellet en el plasma depende también de su velocidad y de la cantidad de material que contiene. Pellets con velocidades de hasta 10 km/s serán necesarios en un reactor.

## Dominio Operacional

Los tokamaks deben operar en un rango limitado de corriente, densidad y presión. Cuando la corriente o la densidad del plasma es demasiado alta tiene lugar una disrupción, es decir, una destrucción repentina del confinamiento seguido por un rápido colapso de la corriente y, en definitiva, la desaparición del plasma. Las disrupciones de alta corriente en

un plasma de sección circular ocurren cuando<sup>2</sup>  $q(a) \geq 2$ ; la máxima corriente posible aumenta con la elongación del plasma. Las disrupciones de límite de densidad ocurren cuando el borde del plasma es enfriado por la radiación. La corriente no puede fluir en el plasma frío del borde y es forzada a fluir en el centro del plasma, dando lugar a un perfil inestable de corriente y desencadenando la disrupción. El límite de densidad generalmente aumenta con calentamiento adicional, y mediante la inyección de pellets. En otras ocasiones, el límite de densidad se manifiesta como una inestabilidad más suave denominada MARFE<sup>3</sup>. Existe otro límite de operación de un plasma tokamak: el límite de presión, o lo que es lo mismo, el límite de  $\beta$ , donde  $\beta \sim p/B_\phi^2$ , siendo  $p$  la presión del plasma. El límite de  $\beta$  es bastante bien reproducido por una ley de la forma:  $\beta = g \mu_0 I_\phi / a B_\phi$ , donde  $a$  es el radio menor del plasma,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ , y  $g$  un coeficiente que depende de  $q(a)$ , del perfil de presión y de la forma del plasma. El factor  $g$  puede considerarse aproximadamente constante e igual a  $g \approx 3\%$ . Para el uso más efectivo del campo magnético toroidal es preferible tener los valores de  $\beta$  tan altos como sea posible. El valor más alto alcanzado hasta el momento ha sido un 10% en el tokamak DIII-D. El límite de  $\beta$  se puede manifestar como una disrupción o un límite suave con una fuerte degradación del confinamiento.

### Actividad del Plasma y su Control

El plasma se encuentra en continuo estado de reorganización como resultado de las numerosas inestabilidades que pueden excitarse. Las disrupciones aparecen como la terminación común a diferentes problemas, como acabamos de ver, y representan un peligro bien identificado para un reactor de fusión. La energía térmica es transferida a los materiales en contacto con el plasma en tiempos mucho menores que cualquier tiempo característico de enfriamiento, y la erosión de estos elementos es inevitable; otro problema está conectado a las grandes fuerzas electromecánicas generadas sobre la primera pared, las bobinas y la estructura debido a las corrientes inducidas por la rápida caída de la corriente. Los futuros reactores deberían operar en un rango de

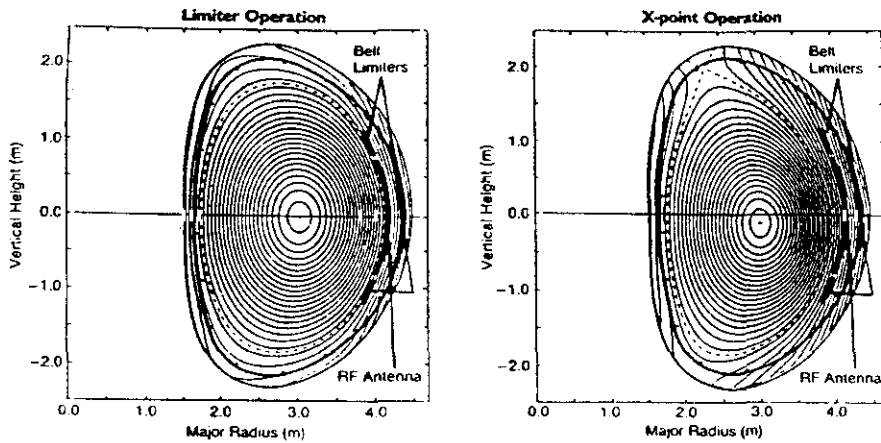
<sup>2</sup> Esto impone un límite sobre la corriente ya que  $q(a) \propto 1/I_\phi$ .

<sup>3</sup> MARFE: Multifaceted Asymmetric Radiation From Edge.

parámetros lejos de rígidos límites operacionales. Otro tipo común de actividad del plasma, más suave, es la inestabilidad diente de sierra: ésta se desarrolla cuando el factor de seguridad en el centro del plasma  $q(0)$  cae por debajo de la unidad, y lleva a una relajación periódica de la temperatura central que, en el tiempo, parece como los dientes de una sierra: un lento aumento, determinado por el calentamiento, es seguido por una rápida caída. El control de esta inestabilidad es de gran importancia ya que da lugar a una caída periódica de la temperatura en la región central del plasma, donde se pretenden alcanzar las condiciones de ignición. La aplicación de ICRH en el tokamak JET ha demostrado la posibilidad de estabilizar este tipo de actividad del plasma. *Lower Hybrid Current Drive* (ver el último apartado) ha demostrado también la estabilización de los dientes de sierra.

### Control de Impurezas

La interacción entre el plasma caliente y las superficies materiales de la cámara que lo contiene da lugar como resultado a la erosión de estas superficies y por tanto a la liberación de átomos pesados, denominados impurezas, que pasan a formar parte del plasma. Las impurezas pueden tener un efecto importante sobre el comportamiento global del plasma al dar lugar a pérdidas de energía por radiación y a la dilución de los iones entre los que tienen lugar las reacciones de fusión. El control de impurezas y, en definitiva, de la interacción plasma-pared constituye en la actualidad un importante reto. La primera pared que el plasma encuentra se convierte en una importante fuente de impurezas, y de este modo debe hacerse una elección cuidadosa del material usado, ya que determina la extensión del problema. Una opción es usar un limitador material, en el que una estructura sólida se introduce para definir la frontera del plasma (ver Fig. 1.3). Otra alternativa es un divertor magnético poloidal (configuración magnética de punto-X), en el que la frontera del plasma es definida por la transición entre superficies magnéticas cerradas y las líneas abiertas de campo magnético que finalmente intersectan unas placas lejos del plasma principal (las placas del divertor). Un divertor puede considerarse como un limitador remoto del plasma. Por último, una elección cuidadosa del material a usar en el limitador o en las placas del divertor debe ser también realizada: ma-



**Fig. 1.3:** *Contornos de una sección poloidal del plasma en configuración de limitador y divertor magnético (punto-X). Las dos áreas negras gruesas situadas por encima y por debajo del plano medio son dos limitadores toroidales que definen la última superficie magnética.*

teriales de bajo número atómico (C ó Be) son particularmente idóneos.

### Operación en Estado Estacionario

Como se ha explicado antes, en un tokamak la corriente es creada usando el plasma como el circuito secundario de un transformador; el campo eléctrico inducido en el plasma da lugar a una corriente. Esto introduce una importante limitación en el funcionamiento de un tokamak: de acuerdo a las leyes de Maxwell,  $\nabla \times \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t$ , de modo que un campo toroidal eléctrico constante sólo puede sostenerse mediante un campo magnético que cambia uniformemente en el tiempo, y así sólo temporalmente; el campo está limitado por el flujo magnético disponible en el circuito primario. Un tokamak es esencialmente por tanto un dispositivo pulsado<sup>4</sup>. Hay considerables ventajas tecnológicas en construir un tokamak que pudiera operar de forma continua más que

<sup>4</sup>Los experimentos en un tokamak tienen en consecuencia una duración limitada y serán referidos como *pulsos* o *descargas*

pulsada. Para operación estado estacionario, un método para crear una corriente no inductiva en el plasma es esencial. Entre los métodos ensayados se encuentran la inyección de haces de neutros, el uso de ondas de *Lower Hybrid* (que empujan en dirección toroidal una población de electrones rápidos resonantes con la onda creando así una corriente) o la corriente de *bootstrap*, proporcional al gradiente de presión, y que por tanto se espera que desempeñe un papel importante en regímenes de buen confinamiento, como el régimen H. En la sección 6.1 del capítulo 6, los métodos más importantes de generación de corriente no inductiva serán descritos en más detalle.

### 1.3 El Joint European Torus

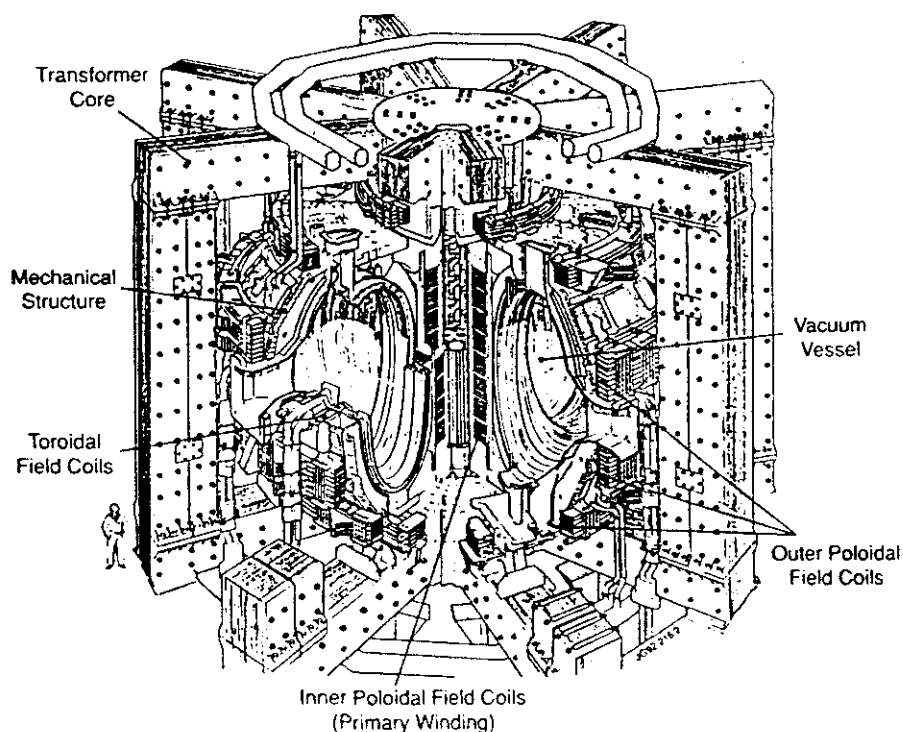
El Joint European Torus (JET) es el mayor proyecto dentro del programa coordinado de investigación en fusión de la Comunidad Europea. El objetivo de JET es obtener y estudiar un plasma en condiciones próximas a las necesarias en un reactor termonuclear [JET-76]. Hasta la fecha, JET (ver Fig. 1.4) ha conseguido obtener satisfactoriamente plasmas de grado termonuclear, y ha alcanzado condiciones próximas al *breakeven*.

JET es un tokamak de alta corriente, alta potencia, con una primera pared de baja Z (C y/o Be) y un plasma elongado [Reb-90]. Las especificaciones técnicas de diseño han sido conseguidas en todos los parámetros y excedidas en varios casos (ver Tabla 1.1). JET opera rutinariamente con plasmas de deuterio, y puede funcionar en dos configuraciones distintas, como se muestra en Fig. 1.3: configuración de limitador, y configuración de divertor magnético<sup>5</sup>, prevista para la próxima generación de tokamaks (*Next Step*). Una corriente del plasma de 7 MA en configuración de limitador y una duración<sup>6</sup> de la corriente de hasta 60 s a 2 MA son récords mundiales, y corrientes de 5.1 MA y 4.8 MA han sido conseguidas en configuración de divertor con uno y dos puntos X respectivamente. El calentamiento mediante haces de neutros ha llegado hasta ~21 MW de potencia en el plasma, y el calentamiento me-

---

<sup>5</sup>JET puede operar en esta configuración con un punto X (*single null*), como se muestra en la figura, o con dos puntos X (*double null*).

<sup>6</sup>Típicamente en JET una descarga tiene una duración de 10 a 20 s.



**Fig. 1.4:** El Tokamak JET.

diante resonancia ión-ciclotrón hasta  $\sim 22$  MW. En combinación, estos sistemas han repartido hasta 36 MW en el plasma.

El campo toroidal en JET es generado mediante un conjunto de 32 bobinas de cobre en forma de D que producen un campo toroidal máximo de 3.45 T en el eje del plasma. Los limitadores consisten en dos cinturones toroidales situados en la pared externa de la cámara de vacío, aproximadamente 1 m por encima y por debajo del plano medio horizontal (Fig. 1.3). Ocho antenas de radio frecuencia, situadas entre los limitadores toroidales, son las encargadas de repartir la potencia de calentamiento ión-ciclotrón al plasma. Los haces neutros son inyectados mediante dos sistemas situados en posiciones diametralmente opuestas, cada uno de los cuales es capaz de producir ocho haces de partículas rápidas ( $H, D, T, {}^3He$  ó  ${}^4He$ ) con energías de hasta 140 kV. La entrada de combustible a la cámara de vacío es controlada mediante un sistema

Parámetros	Valores de Diseño	Valores Conseguídos
Radio Mayor	2.96 m	2.4-3.4 m
Radio Menor (Horizontal)	1.25 m	0.8-1.2 m
Radio Menor (Vertical)	2.10 m	0.8-2.1 m
Campo Toroidal	3.45 T	3.45 T
Corriente del Plasma:		
Limitador	4.8 MA	7.0 MA
Single Null	no previsto	5.1 MA
Double Null	no previsto	4.8 MA
Potencia Adicional de Neutros	20 MW	21 MW
Potencia ICRH	15 MW	22 MW

**Tabla 1.1:** Principales parámetros experimentales en JET.

programable de introducción de gas que permite una entrada de  $\approx 10^{22}$  partículas por segundo. Un plano de la cámara de vacío en Fig. 1.5 muestra las localizaciones de las antenas de radio frecuencia, los sistemas de inyección de neutros, el inyector de pellets, las válvulas de introducción de gas, y los más importantes sistemas de diagnóstico (es decir, sistemas de medida de los parámetros del plasma)<sup>7</sup>.

En la configuración de divertor magnético (punto-X) y con potencia adicional ha sido observado el régimen H de alto confinamiento, en el que el tiempo de confinamiento de la energía es unas dos veces mayor que el normal (modo L). En ambos regímenes, tiene lugar la degradación del confinamiento con la potencia, es decir, la energía térmica del plasma no aumenta en proporción a la potencia de calentamiento. El confinamiento no es afectado por la mezcla de impurezas, pero a altos niveles de potencia, las impurezas llegan a convertirse en un problema a la hora de mejorar los parámetros del plasma.

La pureza del plasma ha mejorado de forma importante usando

<sup>7</sup>No se muestra en esta figura, sin embargo, el sistema LHCD (*Lower Hybrid Current Drive*), empleado para generar corrientes no inductivas en el plasma, para controlar el perfil de corriente, y alargar en definitiva la duración de la descarga.

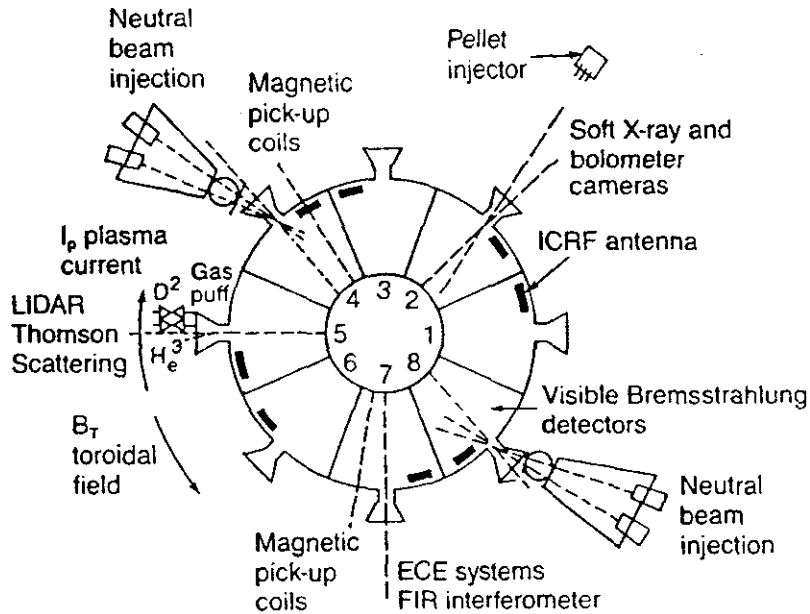


Fig. 1.5: Localización de los sistemas de diagnóstico, calentamiento y de reposición de combustible en JET.

berilio como material de la primera pared y utilizando diversas técnicas para reducir los intensos flujos de calor sobre estas componentes. Esto ha hecho posible alcanzar altas temperaturas iónicas centrales ( $T_i \sim 20 - 30 \text{ keV}$ , con alta potencia adicional de inyección de neutros) y en general ha llevado a un mejor comportamiento global. Así, en un plasma en modo H y con alta potencia de inyección de neutros,  $T_i$  alcanzó  $19 \text{ keV}$ ,  $\tau_E \sim 1.2 \text{ s}$ , con un producto récord de fusión  $n_i \tau_E T_i \sim 9 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}$ . La extrapolación de este resultado a un plasma D-T significaría que se habrían obtenido unos  $11 \text{ MW}$  de potencia de fusión de forma transitoria, cerca de las condiciones de *breakeven*, y dentro de un factor 6 de las requeridas en un reactor,  $n_i \tau_E T_i \sim 5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}$ . Resultados similares con ICRH fueron obtenidos a temperaturas medias, con  $T_e, T_i \sim 10 \text{ keV}$ . El producto triple de fusión ( $n_i \tau_E T_i$ ) como función de la temperatura iónica es mostrado en Fig. 1.6 para JET y otros tokamaks.

Finalmente, a finales de 1991 se llevaron a cabo por primera vez en

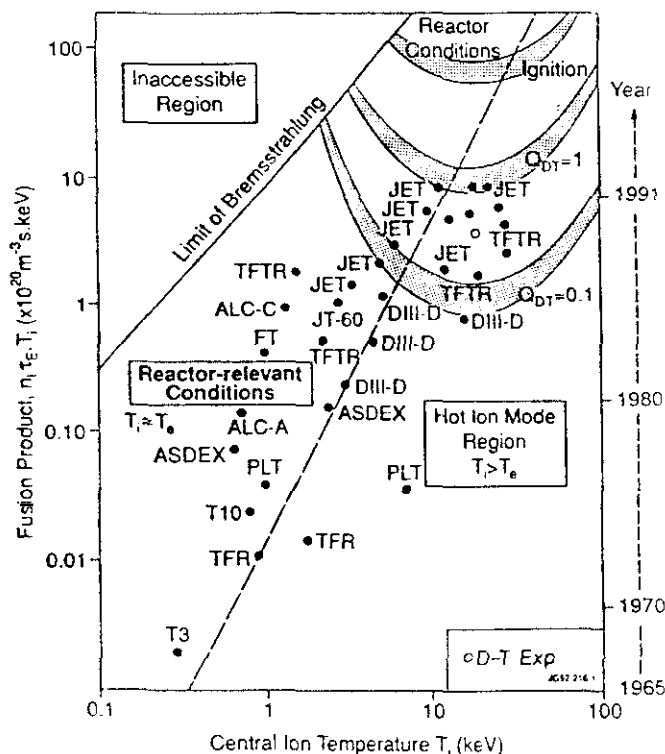


Fig. 1.6: Producto triple de fusión como función de la temperatura iónica para un cierto número de tokamaks.

un tokamak experimentos con tritio como combustible nuclear [JET-92]. Haces neutros de tritio fueron inyectados en un plasma de deuterio calentado mediante haces de deuterio. Esto introdujo  $\sim 10\%$  de tritio en la máquina, y una potencia máxima de fusión de  $\sim 1.7$  MW fue obtenida durante un período de 2 segundos, liberando una energía total de 2 MJ. Este experimento constituyó un importante paso en el desarrollo de la fusión como una nueva fuente de energía.

Hasta 43 sistemas distintos de diagnóstico han sido instalados en JET con objeto de medir los parámetros del plasma. Con estos diagnósticos se mide la radiación electromagnética y las partículas que escapan del plasma, o bien el plasma es *sondeado* sin perturbar los parámetros principales. La localización de algunos de estos sistemas se muestra en Fig. 1.5. A continuación presentaremos brevemente las técnicas

principales de diagnóstico empleadas en esta memoria:

1. Con un *policromador de doce canales* (*twelve channel grating polychromator*) [Tub-85] la emisión electrón-ciclotrón (o ECE) del plasma es medida. La radiación de microondas, recibida en el plano medio del plasma, es detectada en doce bandas de frecuencia en el rango de 50 a 250 GHz. La señal detectada a diferentes frecuencias es emitida en diferentes localizaciones radiales del plasma debido al hecho de que el campo toroidal magnético varía sobre una sección del plasma. La intensidad de la radiación es una medida de la temperatura local del plasma; el plasma es ópticamente opaco a la radiación emitida en segundo armónico y modo extraordinario (la radiación detectada por este sistema) y el plasma radia por tanto como un cuerpo negro:  $I(\omega) = \omega^2 T_e / 8\pi^3 c^2$ , de modo que la temperatura puede ser determinada a partir de la intensidad  $I(\omega)$ . Con este sistema es posible medir cambios de temperatura  $\Delta T_e \geq 30 \text{ eV}$ , con una buena resolución temporal  $\Delta t \geq 10 \mu\text{s}$ .
2. Un espectrómetro de Fourier (*interferómetro de Michelson*) [Cos-85], también basado en la emisión ciclotrónica electrónica del plasma, es empleado de forma rutinaria para determinar el perfil radial de temperatura electrónica con una moderada resolución espacial  $\sim 10 \text{ cm}$  y temporal  $\sim 15 \text{ ms}$ . El espectro completo de emisión en un rango de frecuencias de 73 a 347 GHz es medido a lo largo de una línea de visión horizontal, unos 13 cm por debajo del plano medio del plasma, y la temperatura es obtenida de forma similar al caso anterior. El interferómetro de Michelson es calibrado de forma absoluta usando fuentes térmicas de temperatura y emisividad conocidas: el policromador ECE es entonces calibrado usando el interferómetro de Michelson. El espectro de emisión ECE es alterado por la presencia de electrones de alta energía (o electrones supratérmicos) en el plasma, y constituye una herramienta fundamental para caracterizar los electrones supratérmicos durante LHCD (ver capítulo 6, sección 6.2.3); las medidas del policromador son similarmente afectadas por este hecho.

3. El *interferómetro de infrarrojo lejano* (FIR) [Ver-83] es usado para medir la densidad electrónica del plasma. Un haz láser de  $195 \mu\text{m}$  de longitud de onda, es dirigido a lo largo de diferentes caminos, algunos a través del plasma y uno a través de un camino de referencia fuera del plasma. La densidad electrónica cambia la longitud de camino óptico de las ondas en el plasma y este cambio es comparado con la longitud de camino de referencia. El interferómetro presenta seis cuerdas verticales sobre una sección poloidal, igualmente espaciadas sobre el diámetro del plasma. La información es obtenida en forma de densidades integradas de línea a lo largo de las seis cuerdas verticales, y esta información es usada para obtener el perfil de densidad vía inversión Abel suponiendo que la densidad sobre las superficies magnéticas es constante.
4. Las medidas de *scattering Thomson* están basadas en el hecho de que a la longitud de onda empleada (694.3 nm), la radiación electromagnética es dispersada por los electrones libres del plasma. Las ondas dispersadas son desplazadas en frecuencia debido a la velocidad térmica de los electrones. En JET un láser de rubí de alta potencia es empleado de forma pulsada ( $\approx 0.3 \text{ ns}$ ) para producir un paquete de ondas de 10 cm de largo que es lanzado a lo largo del plano medio, en el lado externo del toro. La intensidad de luz dispersada a un ángulo de  $180^\circ$  es proporcional a la densidad de electrones. La temperatura electrónica puede determinarse a partir del desplazamiento en frecuencia de la radiación. Dado que el láser de rubí dispara un pulso cada 1.2 ó 2 segundos, los perfiles de temperatura y densidad son determinados con esta misma resolución temporal. El sistema es denominado LIDAR (*Light Detection and Ranging*) [Sal-88].
5. *Monitores de luz visible* son usados para medir la emisión de *bremstrahlung* del plasma y la emisión  $D_\alpha$  del hidrógeno (deuterio) cerca del borde del plasma. La emisión de *bremstrahlung* se produce como resultado de las colisiones de los electrones con los iones y es empleada para determinar la carga iónica efectiva del plasma:  $Z_{ef} = \sum_j n_j Z_j^2 / n_e$ , donde la suma se extiende sobre todas las especies iónicas y  $Z_j$ ,  $n_j$  son la carga y la densidad de

la especie  $j$  respectivamente; la carga efectiva  $Z_{ef}$  caracteriza el nivel de impurezas en el plasma. La emisión  $D_\alpha$  tiene lugar como consecuencia de la transición  $n=3 \rightarrow n=2$  del átomo de hidrógeno. Las medidas de emisión  $D_\alpha$  en el borde del plasma dan una indicación del influjo de átomos de deuterio neutros en el plasma desde los limitadores y las paredes; los átomos de deuterio son ionizados en el borde del plasma, y constituyen de este modo una fuente de electrones.

6. Las colisiones entre los electrones e iones del plasma dan también lugar a la emisión de *bremstrahlung* en el rango de energías de los rayos X blandos. La *emisión de rayos X blandos* es usada en JET principalmente para estudios de fluctuaciones e inestabilidades. Los rayos X son observados mediante una cámara vertical, una cámara horizontal y 5 cámaras toroidales de rayos X [Edw-86]; en esta memoria sólo se usaron datos de las cámaras vertical y horizontal (que miran una sección poloidal del plasma a través de 38 y 59 líneas de visión respectivamente) con el objeto de estudiar la penetración del pellet en el plasma (capítulo 4, sección 4.2.3). Los rayos X pueden también ser empleados para estudiar el comportamiento de las impurezas en el plasma.
7. Un *Monitor del perfil de emisión de neutrones* [Ada-87] es usado en JET para medir la emisión de neutrones durante una descarga como función del tiempo y la posición en una sección poloidal del plasma. El sistema consta de una cámara horizontal y una cámara vertical que miran a una sección poloidal del plasma a través de 9 y 10 líneas de visión respectivamente. La emisión de neutrones integrada de línea a lo largo de las distintas líneas de visión es obtenida, y el perfil local de emisión de neutrones puede ser determinado mediante técnicas de reconstrucción tomográfica o inversión Abel.
8. Las *sondas de Langmuir* son usadas de forma rutinaria para estudiar las propiedades del plasma del borde en JET. Una sonda de Langmuir consiste en su forma más simple en un electrodo en el que se puede establecer una diferencia de potencial respecto a una superficie de referencia, generalmente el limitador, también

en contacto con el plasma. Este sistema de diagnóstico permite determinar la temperatura y densidad electrónica en el borde del plasma, así como sus longitudes características de caída en esta región. Las sondas se encuentran generalmente montadas sobre un componente del borde del plasma (limitador, antena o placas divertoras) o sobre un soporte móvil.



# Bibliografía

- [Ada-87] Adams, J.M., Jarvis, O.N., Kallne, J., et al., en *Controlled Fusion and Plasma Heating (Proc. 14th Europ. Conf. Madrid, 1987)*, Vol. 11D, Part III, European Physical Society (1987) 1224.
- [Cos-85] Costley, A.E., Baker, E.A.M., Bartlett, D.V., et al., en *Proc. 5th Int. Workshop on ECE and ECRH, San Diego (1985)* 3.
- [Edw-86] Edwards, A., et al., *Rev. Sci. Instr.*, **57** (1986) 2142.
- [JET-76] *The JET Project-Design Proposal: EUR-JET-R5 (1976)*.
- [JET-92] JET Team, *Nucl. Fusion*, **32** (1992) 187.
- [Kad-90] Kadomtsev, B.B, Troyon, F.S., Watkins, M.L., *Nucl. Fusion* **30** (1990) 1675.
- [Mor-85] Morgan, P.D., *Rev. Sci. Instr.* **56(5)** (1985) 862.
- [Reb-90] Rebut, P.H. and the JET Team, en *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Washington, DC, 1990)*, IAEA, Vienna, Nuclear Fusion Supplement, Vol. 1, p.27.
- [Sal-88] Salzmann, H., Bundgaard, J., Gadd, A., et al., *Rev. Sci. Instr.* **59(8)** (1988) 1451.
- [Tub-85] Tubbing, B.J.D., Barbian, E., Campbell, D.J., et al., en *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 12th Europ. Conf. Budapest, 1985)*. Vol. 9F. Part I, European Physical Society (1985) 215.

- [Ver-83] Véron, D., en *Diagnostics for Fusion Reactors Conditions*, Varenna, September 1982, EUR 8351-II EN, Vol. II, Pergamon Press, Oxford (1983) 283.

## Capítulo 2

# Experimentos de Inyección de Pellets en Tokamaks

### 2.1 Introducción

Alcanzar las altas densidades centrales requeridas en un plasma en ignición constituye un requisito básico para un reactor de fusión. El combustible nuclear (D,T) es por un lado perdido en las reacciones de fusión, y por otro escapa del volumen de contención como consecuencia de que el confinamiento no es perfecto, lo que significa que este combustible debe ser repuesto de forma periódica. Un método para reponer combustible en el plasma consiste en inyectar a alta velocidad pequeñas pastillas congeladas de hidrógeno (D,T), que designaremos con el nombre de *pellets*. La inyección de pellets en el plasma ofrece la posibilidad de depositar directamente material nuclear en la región central del plasma, permitiendo obtener altas densidades y altos valores del producto  $n_i(0)\tau_E$ .

Otros mecanismos para reponer combustible en el volumen de confinamiento consisten en la inyección de gas frío desde el borde del plasma, el reciclamiento de isótopos de hidrógeno desde las paredes del reactor, y la inyección de haces de neutros (NBI: *Neutral Beam Injection*). El reciclamiento consiste en el proceso por el que isótopos de hidrógeno absorbidos en las paredes materiales son liberados nuevamente al plasma como consecuencia de las colisiones con otras partículas que escapan del plasma. La inyección de gas desde el borde del plasma, por otra

parte, es llevada a cabo a través de una pequeña válvula controlada electrónicamente, localizada cerca del borde del plasma. En ambos casos (la inyección de gas y el reciclamiento), el gas de hidrógeno neutro se origina cerca de las superficies sólidas que rodean al plasma o están en contacto con él. La inyección de neutros, finalmente, constituye otro sistema para reponer combustible en el plasma, pero en este caso la fuente de hidrógeno no es muy grande, y la penetración del haz de neutros disminuye de forma importante en plasmas de alta densidad, reduciendo la eficiencia del método para depositar combustible en el centro del plasma.

En el caso de la inyección de gas desde el borde del plasma y del reciclamiento, el gas penetra hacia el centro del plasma mediante un movimiento de tipo difusivo. Procesos de intercambio de carga alargan la vida de los átomos de hidrógeno neutro en el plasma, pero las colisiones terminan por ionizarlos y destruirlos. En un plasma tokamak, muy pocos neutros serán capaces de alcanzar el centro del plasma, y por tanto es el transporte de partículas el encargado de conducir el combustible a la región central del plasma. Aunque la evidencia experimental parece indicar que en un plasma tokamak la convección de partículas cargadas hacia el centro del plasma puede ser mucho mayor que la predicha teóricamente, este proceso no es completamente comprendido, y existen dudas acerca de si esta convección anómala operará de forma eficiente en un plasma en condiciones de reactor. Esto plantea dudas acerca de las posibilidades de la inyección de gas para reponer el combustible nuclear en un futuro reactor.

Por otro lado, aunque la inyección de gas es mucho más simple que la inyección de pellets o NBI, su eficiencia ha demostrado tener limitaciones. Durante la inyección de gas desde el borde del plasma, grandes cantidades de combustible (hasta un 80 %) acaban embebidas en los limitadores y en las paredes de la cámara de vacío, reduciendo la eficiencia a tan sólo un 20 %. Frente a esto, la inyección de pellets deposita directamente el combustible nuclear en la región de confinamiento, y no en el borde del plasma, con lo que la eficiencia aumenta de forma importante.

Un reactor tokamak operará probablemente en configuración de divertor magnético. Este sistema permite controlar de forma más eficiente las impurezas procedentes de los componentes de la primera pared. La

última superficie magnética no es una superficie cerrada en contacto con el plasma como en la configuración de limitador, sino que las líneas de campo magnético más externas son abiertas y acaban intersectando unas placas divertoras alejadas del plasma. Las impurezas procedentes de la primera pared siguen estas líneas de campo, aisladas del plasma principal, y de este modo pueden ser neutralizadas y eliminadas antes de llegar al plasma. Mientras que este sistema puede ser eficiente para controlar el nivel de impurezas, afectará de forma similar a la inyección de gas de hidrógeno desde el borde del plasma, reduciendo la eficiencia del método para reponer combustible. De nuevo, estos problemas pueden ser eliminados usando pellets de hidrógeno, que depositan el material nuclear directamente en el plasma.

El combustible puro del pellet, por otra parte, también diluye las impurezas en el plasma y puede reducir el influjo de impurezas relacionado con el proceso de reciclamiento. El límite de densidad aumenta de forma importante durante la inyección de pellets en el plasma. Una ventaja final de la inyección de pellets es la posibilidad de controlar el perfil de densidad; el tamaño y la velocidad del pellet pueden ser elegidos de modo juicioso haciendo posible una deposición local del combustible que permita obtener una forma ventajosa del perfil de densidad.

Un cierto número de cuestiones deben recibir respuesta antes de que pueda considerarse a la inyección de pellets como un elemento relevante de un futuro reactor de fusión: cuál es el efecto de la penetración de pellets en el comportamiento global del plasma, cuáles son las mejoras que la deposición de pellets puede introducir en el confinamiento de partículas y energía respecto a las descargas con inyección de gas, pueden los pellets aumentar suficientemente la densidad central del plasma para tener un impacto sobre las reacciones de fusión, cuál es el máximo tamaño admisible de un pellet, y si puede la inyección repetitiva de pellets sostener un plasma en estado estacionario. Responder a estas cuestiones es el objetivo de los experimentos realizados en JET y otros tokamaks.

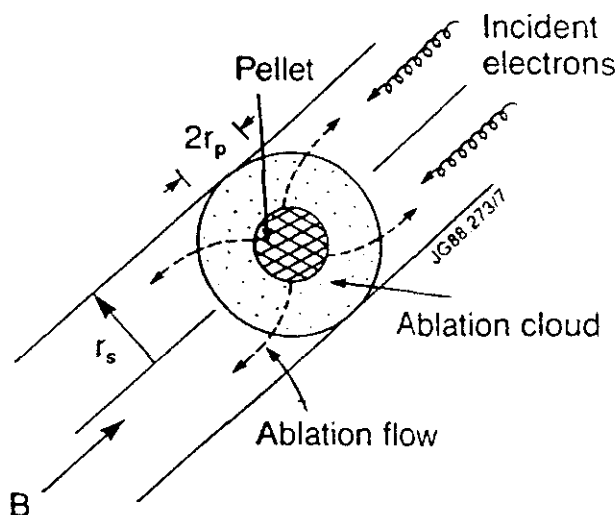
## 2.2 Inyección de Pellets en Tokamaks

Los primeros experimentos de inyección de pellets en un tokamak se llevaron a cabo en el Laboratorio Nacional de Oak Ridge en el Tokamak ORMAK [Fos-77] en 1976. Desde entonces, un gran número de experimentos han sido realizados en diversos tokamaks (Alcator-C, AS-DEX, JET, TFTR,...). Estos estudios han mostrado que una sustancial deposición de combustible en el plasma puede lograrse mediante pellets con velocidades en exceso de varios cientos de metros por segundo. Aumentos en la masa del plasma del orden del 100 % de la masa del pellet han sido observados, así como mejoras en los tiempos de confinamiento global de las partículas,  $\tau_p$ , y de la energía,  $\tau_E$ .

### Penetración y Deposición del Pellet

Varios modelos de la ablación o vaporización de un pellet en el plasma han sido propuestos para predecir la deposición, penetración y tiempo de vida del pellet en el plasma.

Si tenemos en cuenta por un lado la pequeña energía de sublimación del hidrógeno condensado ( $\sim 0.01$  eV/molécula) y, por otro, los intensos flujos de calor electrónico a que el pellet es sometido en el plasma ( $\sim 10^{26}$  keV/m<sup>2</sup>/s), llegaríamos a la conclusión de que el pellet es vaporizado de forma casi instantánea al entrar en el plasma. La evidencia experimental, sin embargo, muestra que el tiempo de vida del pellet en el plasma es mucho mayor, y que por tanto existe un mecanismo por el que los pellets son protegidos de los intensos flujos de calor electrónico. La teoría NGS (*Neutral Gas Shielding*) de la ablación del pellet [Par-77,78] y la teoría NGPS (*Neutral Gas and Plasma Shielding*) [Kau-86, Hou-88] han sido usadas para describir la ablación del pellet en varios experimentos. En el modelo NGS, las partículas vaporizadas del pellet como consecuencia de la interacción con los electrones del plasma, se expanden esféricamente con alta densidad y baja temperatura cerca de la superficie del pellet. La superficie del pellet es entonces protegida por una nube de gas neutro, con un espesor dado por la solución hidrodinámica de la expansión del gas suponiendo simetría esférica. En el modelo NGPS, las partículas de la nube de gas neutro forman al ionizarse un tubo de plasma frío que se extiende a lo largo de las líneas



**Fig. 2.1:** Representación esquemática del proceso de ablación de un pellet de hidrógeno;  $r_p$  y  $r_s$  designan respectivamente el radio del pellet y de la nube de neutros.

de campo magnético, proporcionando de este modo un mecanismo de protección adicional al pellet. En todos los casos, son los electrones del plasma los que proporcionan los flujos de calor dominantes sobre el pellet, ya que su velocidad es mucho mayor que la de los iones. El flujo de calor sobre la superficie del pellet es calculado a partir del flujo convectivo de electrones a lo largo del campo magnético, y a través del tubo de plasma frío y de la nube de gas neutro. Haces de iones rápidos (como los creados durante NBI) pueden contribuir también a la ablación del pellet, particularmente en la periferia del plasma; en este caso, los iones entran en la nube de neutros en dirección normal al campo, debido a su gran radio de giro en torno a las líneas de campo. En Fig. 2.1 se muestra de forma esquemática la ablación de un pellet sólido de hidrógeno. La deposición de las partículas del pellet en el plasma se puede relacionar al cambio en el radio del pellet a través de la expresión aproximada del modelo NGS (para deuterio) [Par-78], que puede escribirse en términos de la temperatura electrónica local  $T_e$  (eV)

y de la densidad electrónica del plasma  $n_e$  ( $\text{m}^{-3}$ ) como:

$$\frac{dN}{dt} = -8\pi n_s r_p^2 \frac{dr_p}{dt} = 1.5 \times 10^{18} n_e^{1/3} T_e^{1.64} r_p^{4/3} \text{ átomos/segundo} \quad (2.1)$$

donde  $n_s = 3.1 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$  es la densidad molecular del pellet y  $r_p$  el radio del pellet en metros. Esta expresión (válida en el régimen de alta temperatura,  $T_e > 1 \text{ keV}$ ) constituye una ley de escala que permite calcular fácilmente el tiempo de vida del pellet para unas condiciones dadas del plasma, y que ha tenido en cuenta la protección debida a la nube de gas neutro formada alrededor del pellet. La aplicación de esta ley de escala a un futuro reactor de fusión conduciría a la necesidad de inyectar pellets con velocidades del orden de 10 km/s, todavía lejos de la tecnología actualmente disponible.

En la sección 2.4 ilustraremos cómo se comparan estas teorías con las medidas experimentales de la penetración y deposición del pellet realizadas en el tokamak JET, y analizaremos las consecuencias que de estos resultados se derivan.

### **Comportamiento Global del Plasma**

El transporte de partículas después de la inyección de pellets en plasmas óhmicos ofrece una imagen relativamente homogénea. El tiempo de confinamiento global de las partículas aumenta en comparación con las descargas con inyección de gas desde el borde del plasma. En los casos en que la inyección de pellets es acompañada por un reciclamiento razonablemente bajo en el borde del plasma, la densidad aumenta de forma mucho más rápida, y cambios significativos en las propiedades de transporte de las partículas del plasma son observados [Gre-84, Vla-87]. El perfil de densidad durante la inyección múltiple de pellets muestra densidades centrales relativamente altas en comparación con las regiones más externas incluso para penetración moderada o superficial del pellet. Una explicación completa para este fenómeno no ha sido todavía encontrada. Las altas densidades centrales observadas durante la inyección de pellets son frecuentemente seguidas por una acumulación de impurezas en el centro del plasma, que al radiar de forma importante, limitan el aumento de la densidad.

En la mayor parte de los casos, el confinamiento de la energía muestra un comportamiento similar al confinamiento de las partículas. En

descargas óhmicas con inyección de gas, el tiempo de confinamiento de la energía aumenta con la densidad, hasta que finalmente, a altas densidades, se satura. Las descargas con inyección de pellets, sin embargo, no exhiben esta saturación del confinamiento a altas densidades, y la mejora en el valor de  $\tau_E$  puede llegar al 70 % en relación a las descargas con inyección de gas. Esta mejora en las propiedades de confinamiento del plasma, parece estar asociada con la modificación del perfil de densidad (que exhibe altos valores centrales) y/o con la reducción del reciclamiento de iones en el borde del plasma.

Perfiles de elevada densidad en la región central del plasma son obtenidos mediante pellets de alta velocidad que penetran hasta el centro del plasma donde depositan preferentemente su contenido. Las grandes densidades centrales conseguidas usando pellets que penetran profundamente en el plasma han sido combinadas con las altas temperaturas logradas durante calentamiento adicional del plasma (ICRH o NBI) dando lugar a un régimen caracterizado por su elevado producto de fusión ( $n_i(0)\tau_E T_i(0)$ ): el modo PEP (*Pellet Enhanced Performance*) [Sch-89]. Estas descargas también exhiben un modesto aumento en el tiempo de confinamiento de la energía. Los altos valores de los parámetros centrales del plasma obtenidos durante el modo PEP han sido combinados con las buenas propiedades de confinamiento del modo H, dando lugar a un régimen de alto confinamiento ( $\tau_E$ ) y elevado producto central de fusión (*PEP-H mode*, [Tub-90]).

## 2.3 El Sistema de Inyección Múltiple de Pellets en JET

La función del inyector de pellets es formar una pastilla de combustible congelado, acelerarla sin romperla, y proyectarla en el plasma a alta velocidad. Existen dos tipos principales de sistemas de inyección: el tipo neumático, en que el pellet es lanzado mediante un gas a alta presión, y el tipo centrífugo, en que el pellet es inyectado en el plasma mediante un rotor giratorio.

En el sistema neumático (al que pertenece el inyector empleado en JET), una vez formada la pastilla congelada de hidrógeno, es proyectada en el plasma mediante un gas de helio o hidrógeno a presiones de

hasta 10 MPa. Los pellets son generalmente cilíndricos, de igual altura y diámetro, y han sido inyectados con velocidades de hasta 1.6 km/s. Una preocupación importante de este tipo de sistemas es la de evitar que el gas impulsor entre en el plasma siguiendo al pellet. Para ello, una gran cámara, diferencialmente bombeada, es situada entre el final del cañón (mediante el que se lanza el pellet) y la cámara de vacío del tokamak. En el caso de inyectores que *disparan* un único pellet (*single shot injectors*), una válvula de cierre rápido es también usada.

La ventaja del sistema centrífugo es que los pellets pueden ser inyectados en el plasma con una alta frecuencia (hasta 50 Hz han sido conseguidos), aunque su velocidad es menor que en el tipo neumático, < 800 m/s. El inyector centrífugo comprende un rotor giratorio con una barra semicircular levantada que va desde el centro al borde del rotor. El hielo de hidrógeno es extraído perpendicular al rotor y próximo al centro. La barra levantada corta el pellet, que se acelera a lo largo del semicírculo y es lanzado desde el borde del rotor a una velocidad dos veces mayor que la velocidad en el borde del mismo. La máxima velocidad del pellet está limitada por las tensiones en el rotor y por la consistencia del hidrógeno congelado.

Otros sistemas de inyección están siendo desarrollados con el objeto de acelerar el pellet de forma controlada a más altas velocidades sin romperlo. El objetivo de estas técnicas es lanzar el pellet a velocidades  $\gg 2$  km/s.

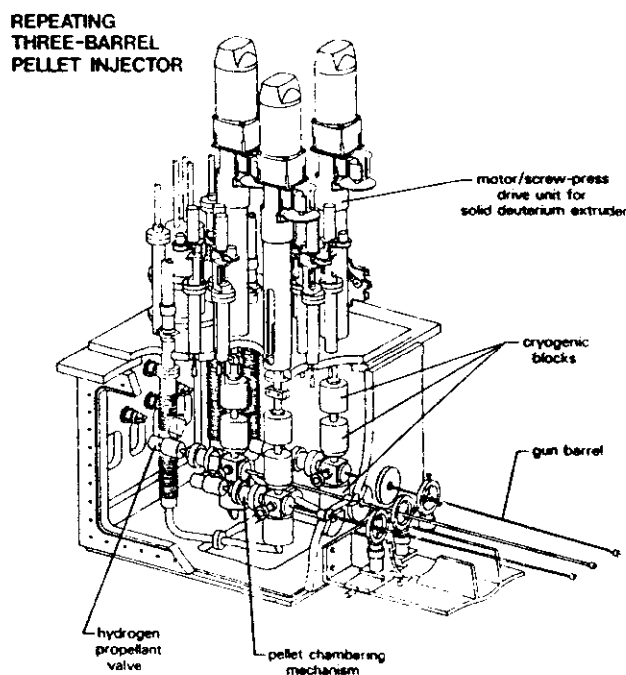
A continuación, describiremos el sistema de inyección de pellets usado actualmente en JET.

### 2.3.1 Descripción del Sistema

Un sistema de inyección múltiple de pellets para el tokamak JET ha sido construido por JET y el Laboratorio Nacional de Oak Ridge (ORNL), bajo acuerdo entre el Joint European Torus (JET) y el Departamento de Energía de los Estados Unidos [Kup-87, Mil-87]. El inyector fue instalado en 1987 y desde entonces ha sido usado de forma habitual durante la operación del tokamak JET<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Anteriormente un inyector neumático de tipo *single-shot* fue utilizado, capaz de lanzar pellets cilíndricos de deuterio de 4.6 mm ( $4.5 \times 10^{21}$  átomos) ó 3.6 mm ( $2.2 \times 10^{21}$  átomos) de diámetro, con velocidades comprendidas entre 0.8 y 1.2 km/s.



**Fig. 2.2:** Diagrama del inyector multi-pellet en JET mostrando sus principales componentes.

En Fig. 2.2 se muestra un diagrama del inyector multi-pellet, en el que se indican sus principales componentes. El sistema consiste en un inyector neumático con tres cañones independientes que producen pellets cilíndricos de deuterio de igual diámetro y altura con un valor nominal de 2.7 mm, 4 mm, y 6 mm, y que pueden ser inyectados con una frecuencia de 5 Hz, 2.5 Hz, y 1 Hz, respectivamente. El número aproximado de átomos de deuterio para cada tamaño del pellet, basados en su tamaño nominal, es aproximadamente  $9.3 \times 10^{20}$ ,  $3.1 \times 10^{21}$ , y  $1.04 \times 10^{22}$ , respectivamente. El principio de operación del inyector es la aceleración neumática. Cada uno de los tres inyectores independientes opera sobre el mismo principio: los inyectores son enfriados mediante helio líquido a temperaturas por debajo de 20 K con el fin de condensar el deuterio. Cuando es necesario, el hielo de deuterio es liberado hacia

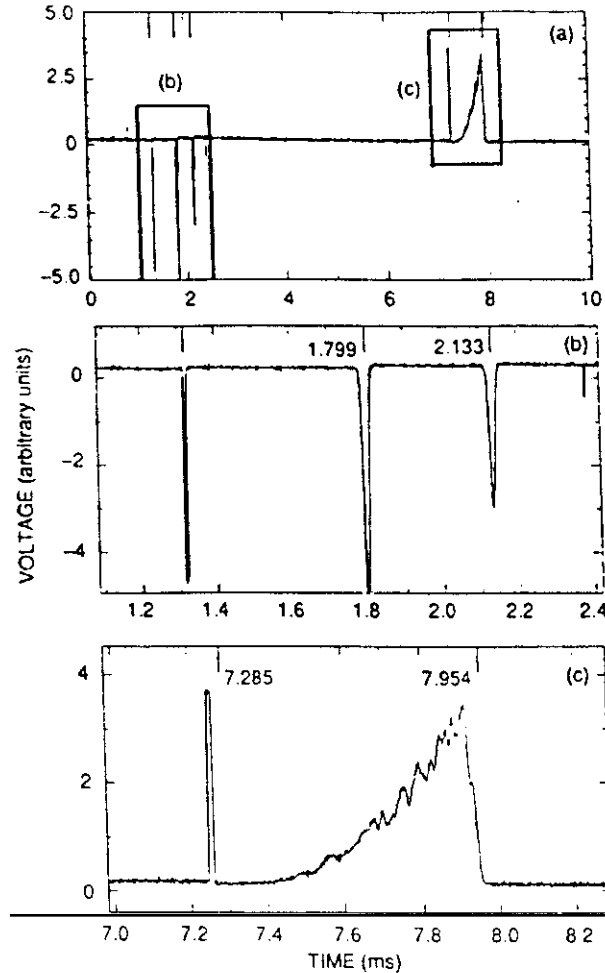
abajo en forma de cinta (extrusión del pellet) más allá del final del cañón. Un taladro electromecánico corta entonces el pellet de la cinta y lo carga en el cañón milisegundos antes de ser inyectado en el plasma. El pellet es finalmente acelerado mediante hidrógeno a una presión de hasta 10 MPa. Cada inyector puede ser operado de forma independiente durante períodos  $> 10$  s. La velocidad promedio del pellet en estas condiciones es de 1.3 km/s, aunque en un único *disparo* pueden alcanzarse 1.5 km/s.

Como se ha explicado antes, un problema importante es impedir que el gas impulsor ( $H_2$ ) llegue a la cámara de vacío del tokamak. El gas es atrapado haciendo pasar los pellets a través de una cámara de expansión de 50 m<sup>3</sup> equipada con una bomba criogénica, enfriada mediante helio líquido, con una velocidad de bombeo de  $8 \times 10^6$  l/s. El pellet finalmente abandona este volumen (denominado *Pellet Injection Box*, PIB) a lo largo de un tubo estrecho (uno para cada cañón) de 1 m de largo y 6 cm de sección.

El inyector se controla en forma remota desde la sala de operaciones a través de un controlador lógico programable vía *interface* de usuario. Una vez que la secuencia de inyección de pellets ha sido programada, la operación durante una descarga es completamente automática incluyendo un sistema sofisticado de protección en tiempo real que registra los parámetros importantes del plasma e inhibe la inyección del pellet si perjudicara a la operación del plasma.

### 2.3.2 Diagnósticos del Pellet

Varios sistemas de diagnóstico son empleados para medir los parámetros del pellet para cada uno de los tres cañones [Bai-89]. Un monitor de video de la extrusión del  $D_2$  (deuterio) es usado para comprobar la calidad del deuterio congelado, y fotografías del pellet en movimiento cuando abandona el cañón son utilizadas para identificar la calidad del pellet. La masa del pellet, su velocidad, y la longitud de penetración en el plasma son determinadas a partir de las señales generadas por un interruptor óptico, un puente de microondas, y un fotodiodo que mide la emisión de línea del pellet (principalmente  $D_\alpha$ ) durante el proceso de ablación. Estas señales son pasadas a través de un amplificador y se ilustran en Fig. 2.3 para un pellet típico de 4 mm.



**Fig. 2.3:** Típicas señales empleadas para determinar la velocidad, masa y longitud de penetración de un pellet de 4 mm: (a) señales combinadas del interruptor óptico, de las cavidades de microondas, del instante en que el pellet pasa por el limitador y de la emisión  $D_\alpha$ . En el eje horizontal superior se indican los instantes correspondientes a la señal del interruptor de luz, a los centros de las dos señales de microondas, a la llegada del pellet a  $R_{lim}=4.132$  m, y al final de la señal  $D_\alpha$ ; (b) dibujo expandido para la señal del interruptor de luz y las señales de microondas. El intervalo temporal entre las señales de microondas produce una velocidad de 1.245 km/s; (c) dibujo expandido para la llegada del pellet a  $R_{lim}$  y la emisión  $D_\alpha$ , mostrando una tiempo de vida del pellet de 0.669 ms, lo que corresponde a una longitud de penetración de 0.83 m.

El diagnóstico de microondas se encuentra localizado dentro de la cámara de expansión (PIB): el pellet pasa a través de dos cavidades de microondas sintonizadas. Cuando el pellet pasa a través de una cavidad perturba la resonancia y se observa como un pulso en la señal detectada de la cavidad. La amplitud del pulso puede ser calibrada como una medida de la masa del pellet; el error estimado en la calibración absoluta de los detectores de masa es de  $\pm 15\%$ . Estas señales son mostradas en escala expandida en Fig. 2.3 (b) para un pellet de 4 mm.

La velocidad del pellet puede determinarse a partir de dos señales cualesquiera de las generadas por el interruptor óptico y las dos cavidades de microondas (ver Fig. 2.3 (b)). La señal del interruptor óptico se *dispara* demasiado pronto para pellets de baja velocidad (aparentemente a consecuencia del gas impulsor que precede al pellet), por lo que el intervalo temporal entre los dos picos de microondas debe ser usado. La distancia entre el interruptor óptico y el centro de la primera cavidad de microondas es  $D_{p-\mu_1} = 0.593$  m, y entre los centros de las dos cavidades  $D_{\mu_1-\mu_2} = 0.416$  m. El máximo error sistemático en la velocidad determinada a partir del intervalo temporal entre el interruptor óptico y la primera señal de microondas es de un 3.5 %. Cuando los centros de los picos de las señales de microondas son determinados mediante un ajuste por mínimos cuadrados a una función *gausiana*, la velocidad estimada a partir de estas señales presenta un error de  $\pm 0.3\%$ .

La penetración del pellet en el plasma es obtenida a partir de la velocidad del pellet y del intervalo temporal entre la segunda señal de microondas y el final de la emisión  $D_\alpha$  que tiene lugar durante el proceso de ablación del pellet, y que es medida mediante un fotodiodo que mira desde el fondo del toro a través de un sistema periscópico. La exactitud de esta medida de la penetración del pellet en el plasma está limitada por la precisión en la medida de la velocidad, la precisión en la determinación del final de la señal  $D_\alpha$ , y la suposición de que la trayectoria del pellet es recta y su velocidad constante durante el tiempo de vida del pellet. Una cota superior para el error cometido en la determinación del instante en que termina la señal  $D_\alpha$  es de  $\pm 60 \mu\text{s}$  para pellets de 2.7 mm y  $\pm 30 \mu\text{s}$  para pellets de 4 y 6 mm, lo que lleva a un error en la determinación de la longitud de penetración del pellet de  $\pm 0.08$  m y  $\pm 0.04$  m, respectivamente. En conjunto, teniendo también en consideración los errores cometidos en la estimación de la velocidad,

los errores son de  $\pm 0.10$  m para pellets de 2.7 mm y de  $\pm 0.05$  m para los pellets mayores.

Una señal correspondiente al instante aproximado en que el pellet cruza la posición de referencia del limitador ( $R_{lim} = 4.132$  m) es generada electrónicamente a partir de la velocidad previamente medida del pellet, y es mostrada en Fig. 2.3 (c). Esta señal, junto con la velocidad del pellet y el instante en que finaliza la señal  $D_\alpha$ , es también empleada para determinar la longitud de penetración del pellet en el plasma.

## 2.4 Experimentos de Inyección de Pellets en JET

### Penetración y Deposición

La inyección de pellets ofrece la posibilidad de reponer directamente el combustible nuclear en la región central del plasma, produciendo mayores densidades centrales y más altos productos de fusión que el método tradicional de inyección de gas. Comprender el proceso de ablación y deposición de un pellet en el plasma constituye un elemento esencial para poder predecir el efecto que la inyección de pellets puede tener sobre el perfil de densidad y el comportamiento global del plasma en un futuro dispositivo en ignición.

#### Experimentos de Penetración:

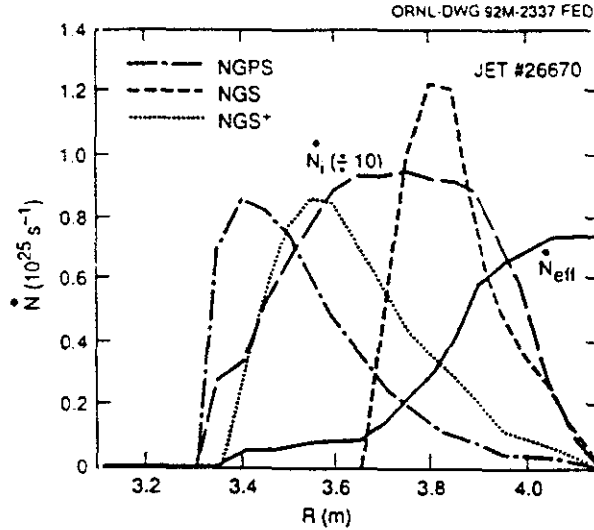
La penetración de varios cientos de pellets en el tokamak JET ha sido medida y comparada con las predicciones de varios modelos teóricos de la ablación del pellet [Hou-92], en particular las teorías NGS y NGPS. Por penetración entendemos la distancia que el pellet ha recorrido en el plasma antes de que toda su masa se haya vaporizado y depositado. Pellets de 2.7 mm, 4 mm, y 6 mm fueron empleados, y en el caso de los pellets de 2.7 mm, su velocidad fue variada de 0.46 km/s a 1.35 km/s, con el objeto de poder estudiar la dependencia de la longitud de penetración del pellet ( $\lambda_p$ ) de la velocidad con que es inyectado. La penetración y deposición del pellet en el plasma tiene lugar típicamente en un tiempo  $\leq 1$  ms, durante el cual su velocidad  $v_p$  puede considerarse aproximadamente constante.

El modelo NGS predice una fuerte dependencia de la longitud de penetración  $\lambda_p$  de la masa del pellet y de la temperatura electrónica, siendo algo menor la dependencia de la velocidad  $v_p$  del pellet, y muy pequeña en el caso de la densidad del plasma. Los resultados experimentales parecen indicar un acuerdo con las predicciones de la teoría NGS, en particular por lo que se refiere a la dependencia de la velocidad  $v_p$  ( $\lambda_p \propto v_p^\beta$ , donde  $\beta$  es un parámetro que depende de la forma de los perfiles de temperatura y densidad). Los valores de  $\lambda_p$  predichos por la teoría NGS, sin embargo, son menores que los observados experimentalmente, lo que sugiere que mecanismos adicionales de *apantallamiento* o protección del pellet deben ser operativos. Las predicciones de la teoría NGS, que incluye el apantallamiento debido a un tubo de plasma frío que se extiende a lo largo de las líneas de campo (además de la nube de neutros del modelo NGS), coinciden dentro de las incertidumbres experimentales con los valores medidos de  $\lambda_p$  para los pellets de alta velocidad ( $v_p \sim 1.3 \text{ km/s}$ ) pero no es capaz de reproducir la dependencia observada de  $\lambda_p$  de la velocidad  $v_p$ ; el modelo predice una longitud de penetración  $\lambda_p$  independiente de la velocidad, y de este modo la penetración calculada para los pellets de baja velocidad ( $v_p \sim 500 \text{ m/s}$ ) es consistentemente mucho mayor que la observada.

Qué otros mecanismos de apantallamiento pueden ser tan grandes como para predecir la penetración  $\lambda_p$  observada en el experimento y al mismo tiempo conservar la ley de escala de la teoría NGS, es todavía una incógnita. En cualquier caso, los resultados experimentales apuntan hacia los pellets de alta velocidad como el camino para poder conseguir la deposición central de combustible requerida en reactor de fusión; velocidades del orden de 10 km/s serán necesarias que, sin embargo, están más allá todavía de las posibilidades de la tecnología actual.

#### Medidas de Deposición:

El perfil de deposición radial de pellets de deuterio inyectados en el tokamak JET ha sido determinado usando medidas del diagnóstico de *scattering* Thomson de la densidad electrónica después de la inyección del pellet en el plasma [Bay-92]. La velocidad de ablación  $\dot{N}(r)$  (número de átomos liberados del pellet por unidad de tiempo en la



**Fig. 2.4:** Comparación de la velocidad de ablación del pellet deducida experimentalmente ( $\dot{N}_{eff}$ ) con las predicciones de los modelos NGS y NGPS. El velocidad de ablación calculada usando una variación del modelo NGS, que incluye de forma artificial un apantallamiento adicional por parte de la nube de neutros con el objeto de reproducir la penetración observada del pellet (modelo NGS+), es también mostrada;  $\dot{N}_i$  designa la velocidad de ablación que existiría si todo el flujo de calor incidente sobre la nube de neutros y el pellet se convirtiera en sublimación del pellet (en la figura se muestra dividida por un factor 10) [Bay-92].

posición radial  $r$ ) deducida de estas medidas difiere de las predicciones de las teorías convencionales de ablación (NGS y NGPS): la velocidad de ablación es mayor en la región externa del plasma y menor en la región central que el predicho por la teoría (ver Fig. 2.4). Es claro que otros mecanismos adicionales de apantallamiento del pellet, además de la nube de neutros, son necesarios para poder explicar tanto la velocidad de ablación como la longitud de penetración del pellet observadas en el experimento.

Otras observaciones indican que la deposición de partículas disminuye de forma notable cuando el pellet pasa a través de la superficie  $q=1$ , como se pone de manifiesto en una reducción en la emisión  $D_0$

procedente del pellet cuando pasa por esta superficie. En una superficie magnética ordinaria, electrones procedentes de muchas partes de la superficie pueden interactuar con el pellet, mientras que en el caso de la superficie  $q=1$ , las líneas de campo se cierran sobre sí mismas, de modo que el número de electrones que pueden interactuar con el pellet es mucho menor y por tanto la ablación del pellet a que dan lugar.

### Eficiencia de Deposición:

La eficiencia de deposición del pellet se define como la razón del número de átomos de deuterio del pellet que se depositan en el plasma al número de átomos de deuterio originalmente en el pellet. Es una medida del porcentaje de partículas del pellet que se depositan en el plasma. El número de electrones depositados en el plasma ha sido determinado para un gran número de pellets y la eficiencia de deposición correspondiente ha sido calculada. Pellets inyectados en plasmas óhmicos muestran una alta eficiencia ( $> 75\%$ , y en algunos casos virtualmente el  $100\%$ ) independiente de la penetración del pellet. Sin embargo, los pellets inyectados durante calentamiento adicional (NBI o ICRH) muestran una penetración menor en el plasma a causa de las más altas temperaturas, y también una eficiencia reducida, por debajo del  $60\%$ . Esto significa que gran parte del pellet está siendo erosionada en el borde del plasma y expulsada antes de depositarse en el plasma. Parte de esta ablación adicional en el borde del plasma puede ser debida a los iones y electrones energéticos creados durante NBI y ICRH. En un reactor de fusión, la elección del tamaño de los pellets deberá tener en consideración la eficiencia de deposición con el fin de poder depositar una cantidad adecuada de combustible en el plasma.

### Efectos de Perfil

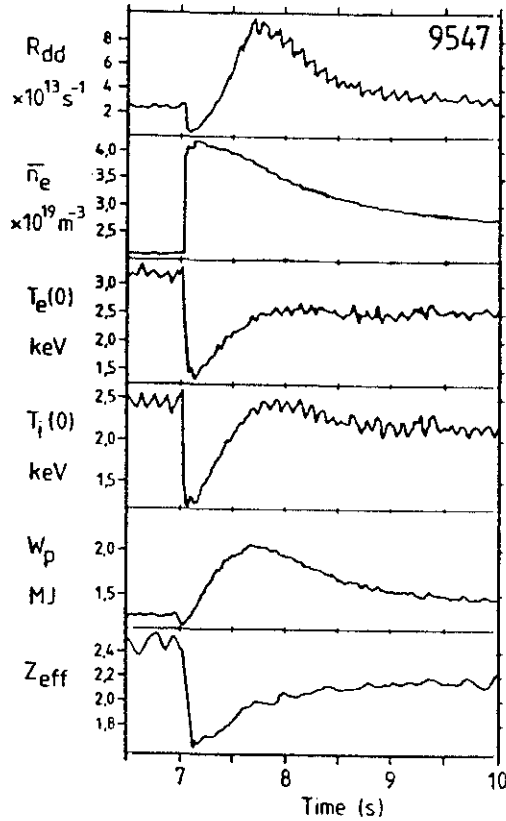
La deposición de un pellet en el plasma puede introducir cambios notables en distintos parámetros del plasma. La evolución temporal de algunos de estos parámetros después de la inyección de un pellet de deuterio que penetra al centro del plasma se muestra en Fig. 2.5. Inmediatamente después de la inyección del pellet, se observa un rápido aumento en la densidad promedio  $\bar{n}_e$  a lo largo de una cuerda central del

plasma como consecuencia de la vaporización y deposición del contenido del pellet. Simultáneamente, se produce una caída en la temperatura electrónica e iónica debido al intercambio de energía entre el material frío del pellet y el plasma caliente. La recuperación de estos parámetros comienza inmediatamente después, con la densidad lentamente cayendo y la temperatura subiendo en una escala de tiempo más rápida, lo que en conjunto produce un aumento neto en la energía del plasma, y que en el ejemplo mostrado es máximo unos 700 ms después de la inyección. La reposición de combustible puro en el plasma da lugar a la dilución de las impurezas, y a una disminución por tanto en la carga iónica efectiva  $Z_{ef}$ . El número de reacciones nucleares deuterio-deuterio por unidad de tiempo ( $R_{dd}$ ) también sube principalmente debido al aumento en la densidad de deuterio. En lo que sigue, describiremos brevemente el efecto de la inyección de pellets sobre la densidad y temperatura electrónica, y sobre el nivel de impurezas en el plasma.

#### Perfil de Densidad Electrónica:

La inyección de pellets en el plasma da lugar a una perturbación del perfil de densidad en la región de deposición, entre el borde del plasma y la posición radial en que el pellet se vaporiza completamente. La modificación del perfil de densidad depende fuertemente de la longitud de penetración del pellet: el perfil de densidad cambia de forma dramática cuando el pellet penetra profundamente en el plasma. En Fig. 2.6 se muestra un ejemplo de la evolución del perfil de densidad para un plasma óhmico con tres pellets.

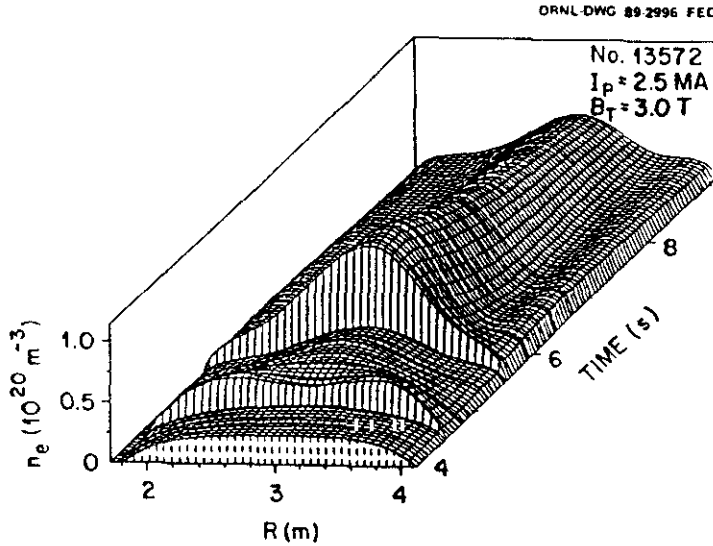
La longitud de penetración tiene un importante efecto sobre la densidad y el gradiente de densidad en el centro del plasma; este efecto se puede caracterizar mediante la razón  $\eta = n_e(0) / \langle n_e \rangle$ , donde  $n_e(0)$  es la densidad en el centro del plasma, y  $\langle n_e \rangle$  es la densidad promedio sobre el volumen del plasma. El valor de esta razón unos 200 ms después de la inyección del pellet normalizado a su valor antes del pellet presenta una fuerte dependencia de la longitud de penetración. La penetración del pellet unos 20 cm más allá del eje magnético produce un aumento significativo en el valor del parámetro  $\eta$  [Bay-89]. En los casos en que se produce una penetración parcial del pellet en el plasma (es decir, que el pellet no alcanza el eje magnético), pasan más de 100 ms (el tiempo que



**Fig. 2.5:** Evolución temporal de varios parámetros del plasma después de la inyección de un pellet de deuterio. El pellet fue inyectado en  $t = 7$  s, en una descarga de 3 MA de corriente sin calentamiento adicional.

tarda la perturbación en difundirse hasta el centro del plasma) hasta que el máximo valor de  $\eta$  es alcanzado. En los experimentos en que los pellets eran inyectados en plasmas que ya habían alcanzado altos valores de  $\eta$  mediante la inyección previa de otros pellets, no se producía un aumento significativo de este parámetro, aunque los pellets alcanzaran el eje magnético. Un límite máximo de  $\sim 3.5$  para la razón  $\eta$  fue encontrado en descargas con inyección múltiple de pellets. En descargas con actividad diente de sierra, el valor de  $\eta$  disminuye, probablemente debido a la expulsión de partículas de la región central del plasma como consecuencia de estas inestabilidades.

Es también posible para los pellets pequeños de 2.7 mm penetrar



**Fig. 2.6:** Evolución de la densidad electrónica en una descarga con tres pellets. Un pellet de 4 mm es inyectado en 4.5 s, y un pellet de 4 mm y otro de 2.7 mm son inyectados en 5.5 s [Bay-89].

hasta el eje magnético si son inyectados pronto en la descarga, cuando la temperatura electrónica es todavía relativamente baja, produciendo también de este modo altos valores de  $\eta$ .

En los casos en que un alto valor de la razón  $n_e(0)/\langle n_e \rangle$  es obtenido mediante la inyección de pellets durante períodos libres de dientes de sierra, se observa que un pedestal se forma en la mitad externa del perfil de densidad (ver Fig. 2.6), al parecer relacionado con el perfil de  $q$ , ya que el pedestal siempre aparece en la región en que se encuentra la superficie  $q=2$ . La evolución de estos perfiles es acelerada durante la aplicación de ICRH o NBI, apareciendo rápidamente un perfil de densidad ancho y plano, característico de las descargas en limitador con calentamiento adicional.

#### Perfil de Temperatura Electrónica:

La inyección de pellets produce también a una perturbación del perfil de temperatura electrónica  $T_e(r)$ , dando lugar a una caída de  $T_e$  a lo

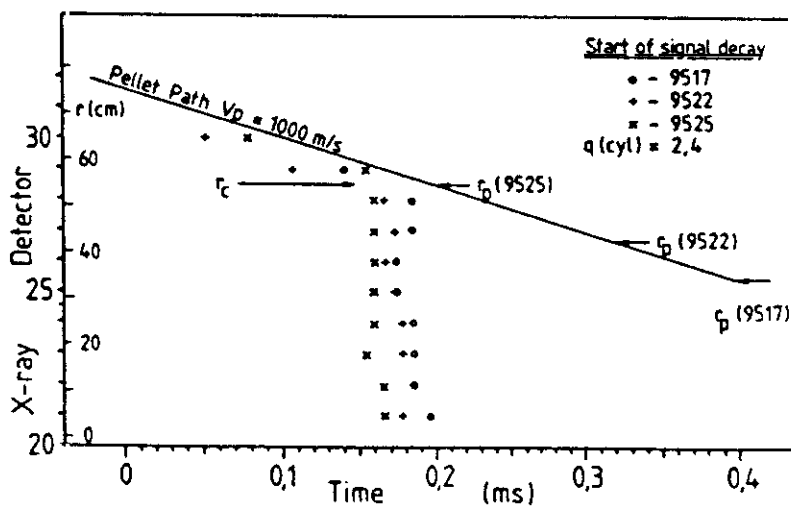


Fig. 2.7: *Detector de rayos X (posición radial) frente al tiempo, mostrando la trayectoria del pellet y el comienzo de la caída de la emisión de rayos X integrada de línea en cada detector.*

largo de la trayectoria del pellet hasta que se deposita completamente en el plasma. Después de la inyección del pellet, la temperatura se recupera en la región afectada por el pellet, mientras que un frente frío de temperatura se propaga hacia el interior del plasma, en la región no perturbada inicialmente. Esta imagen sin embargo no es ya válida cuando el pellet pasa a través del radio de inversión  $r_c$  de los dientes de sierra (que coincide aproximadamente con la posición de la superficie  $q=1$ ); en este caso, cuando el pellet pasa a través de  $r_c$ , un frente de baja temperatura que viaja por delante del pellet es observado, dando lugar a una rápida ( $< 50 \mu\text{s}$ ) descenso de  $T_e$  en la región central del plasma, dentro de  $r_c$  [Che-87]. Esta situación se ilustra en Fig. 2.7.

La propagación del frente de temperatura es observada usando medidas de emisión de rayos X mediante una cámara vertical que mira una sección poloidal del plasma a través de 38 líneas de visión. Fig. 2.7 muestra un dibujo de la posición (número de la cuerda o línea de visión de rayos X) frente al tiempo; el camino del pellet en el plasma y el radio de penetración del pellet  $r_p$  (es decir, la posición respecto al eje magnético del radio en que el pellet se vaporiza completamente) son

mostrados para tres descargas, así como el instante en que la señal de rayos X comienza a caer, indicando enfriamiento del plasma. Se observa que para  $r > r_c$  no existe evidencia de un frente frío viajando mucho más rápido que el pellet. Cuando el pellet alcanza el radio  $r_c$ , inmediatamente ( $< 50 \mu s$ ) la temperatura electrónica decae en la región  $r < r_c$ . Estas observaciones son confirmadas por medidas ECE de la temperatura local del plasma. La escala de tiempos extremadamente rápida en que tiene lugar el colapso de la temperatura dentro del radio de inversión  $r_c$  es comparable a la observada durante un colapso diente de sierra, e implica un coeficiente de transporte de calor en exceso del medido habitualmente en JET.

#### Efectos de Impurezas:

Una de las importantes ventajas de la inyección de pellets consiste en que permite depositar directamente en la región central del plasma combustible nuclear puro, dando lugar de este modo a una disminución del nivel de impurezas en el plasma.

La carga iónica efectiva  $Z_{ef}$  calculada a partir de medidas de emisión de *bremsstrahlung* en el visible muestra una caída instantánea justo después de la inyección del pellet, seguida por una lenta recuperación hacia su valor pre-pellet (ver Fig. 2.5). En algunos casos, ha sido posible determinar el perfil radial de  $Z_{ef}$ ,  $Z_{ef}(r)$ . Inmediatamente después de la inyección de un pellet que penetra al centro del plasma,  $Z_{ef}(0)$  puede alcanzar valores menores que 1.5 ( $Z_{ef}=1$  en un plasma puro de deuterio) y el perfil  $Z_{ef}(r)$  es inicialmente muy hueco. Cuando la densidad decae, el perfil  $Z_{ef}(r)$  aumenta en el centro del plasma, mostrando una acumulación de impurezas. Después de que la densidad ha decaído, el perfil de  $Z_{ef}$  vuelve a su valor pre-pellet ligeramente hueco.

A pesar de la reducción en  $Z_{ef}$  que tiene lugar inmediatamente después de la penetración del pellet en el plasma, una acumulación de impurezas se produce en el centro del plasma, cuando el perfil de densidad muestra todavía altas densidades centrales, como se pone de manifiesto en el aumento en la potencia central radiada observada usando medidas de emisión de rayos X o medidas bolométricas.

### Calentamiento Adicional durante Inyección de Pellets

Un régimen caracterizado por unos elevados parámetros centrales del plasma puede obtenerse combinando las altas densidades centrales conseguidas usando pellets que penetran profundamente en el plasma y las altas temperaturas producidas durante calentamiento adicional. El resultado es lo que se conoce con el nombre de *modo PEP (Pellet Enhanced Performance)*, establecido por primera vez en JET en descargas en limitador con calentamiento central de radiofrecuencia (ICRH) [Sch-89]. Los pellets son inyectados durante la fase de formación de la corriente (*current ramp phase*), cuando la temperatura electrónica del plasma no es todavía demasiado elevada, permitiendo la deposición central del pellet; siguiendo a la inyección de los pellets, tiene lugar el calentamiento adicional del plasma. El resultado es un perfil de densidad con un alto valor de la razón  $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ , y altas temperaturas electrónica e iónica,  $T_e \sim T_i$ . El transporte en el centro del plasma es reducido, y los parámetros centrales del plasma, en particular la reactividad de fusión, aumentan de forma importante. El aumento en el confinamiento global de la energía es modesto.

Los modos PEP son un fenómeno transitorio. En JET, la duración típica de la fase de elevada reactividad es del orden de un segundo, unas dos veces el tiempo de confinamiento de la energía. El final de esta fase está asociado con la caída del perfil de densidad.

Las altos parámetros centrales del plasma obtenidos durante el modo PEP han sido combinados con las buenas propiedades de confinamiento del modo H dando lugar al denominado modo H-PEP (*PEP H-mode*) [Tub-90]. Una alta reactividad de fusión es obtenida de este modo en un régimen en que la temperatura electrónica e iónica son aproximadamente iguales. Una alta producción de neutrones tiene lugar por tanto, predominantemente de origen termonuclear (reacciones deuterio-deuterio), y un elevado valor producto central de fusión,  $n_i(0)\tau_E T_i(0) \sim 7 - 9 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}$ , ha sido obtenido. El modo H-PEP, como ocurriera con el modo L-PEP (es decir, el modo PEP combinado con el modo L de confinamiento que antes consideramos), es producido durante períodos libres de diente de sierra. La producción de neutrones por unidad de tiempo en ambos regímenes (modos H-PEP y L-PEP) es similar; sin embargo, la duración de la fase de alta reactividad de

fusión es mayor en el modo H-PEP, lo que lleva en conjunto a una mayor producción neta de neutrones. Una vez que esta fase termina, el modo H-PEP se convierte en una descarga típica en modo H.

El modo H-PEP, no obstante, es también un fenómeno transitorio; la fase de alta reactividad central termina mediante un gradual descenso de la temperatura iónica y de la producción de neutrones bajo la influencia de la caída del perfil de densidad y posiblemente de influjos de impurezas, o mediante una rápida disminución de la temperatura y de la producción de neutrones a causa de fenómenos MHD.

La mayor parte de los tokamaks de la próxima generación necesitarán el modo H para entrar en ignición. El modo H-PEP, por tanto, debería ser considerado como un elemento potencial de la estrategia de ignición en futuros dispositivos tokamak.



# Bibliografía

- [Bai-89] Bailey, W., Kupschus, P., Gadeberg, M., et al., en *Fusion Technology (Proc. 15th Symp. Utrecht, 1988)*, Vol. 1, North Holland, Amsterdam (1989) 720.
- [Bay-89] Baylor, L.R., *Particle Transport in Pellet-fueled JET plasmas*, Tesis Doctoral, Univ. de Tennessee, Knoxville (1989).
- [Bay-92] Baylor, L.R., Schmidt, G.L., Houlberg, W.A., et al., Rep. **JET-P(92)73**, JET Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire.
- [Che-87] Cheetham, A.D., Campbell, D.J., Gondhalekar, A., et al., en *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 14th Europ. Conf. Madrid, 1987)*, Vol. 11D. part I, European Physical Society (1987) 205.
- [Fos-77] Foster, C.A., Colchin, R.J., Milora, S.L., Kim, K., Turnbull, R.J., *Nucl. Fusion* **17** (1977) 1067.
- [Gre-84] Greenwald, *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 352.
- [Hou-88] Houlberg, W.A., Milora, S.L., Attenberger, S.E., *Nucl. Fusion* **28** (1988) 595.
- [Hou-92] Houlberg, W.A., Attenberger, S.E., Baylor, L.R., et al., *Nucl. Fusion* **32** (1992) 1951; Rep. **JET-P(92)19**, JET Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire.
- [Kau-86] Kaufmann, M., Lackner, K., Lengyel, L., Schneider, W., *Nucl. Fusion* **26** (1986) 171.

- [Kup-87] Kupchus, P., et al., Bailey, W., Gadeberg, M., et al., (Proc. 12th Symposium on Fusion Engineering, Monterey, 1987), Vol.2, Institute of Electrical and Electronics Engineers, New York (1987) 788.
- [Mil-87] Milora, S.L., Combs, S.K., Baylor, L.R., Foust, C.R., Getters, F.E., (Proc. 12th Symposium on Fusion Engineering, Monterey, 1987), Vol.2, Institute of Electrical and Electronics Engineers, New York (1987) 784.
- [Par-77] Parks, P.B., Turnbull, R.J., Foster, C.A., Nucl. Fusion **17** (1977) 539.
- [Par-78] Parks, P.B., Turnbull, R.J., Phys. Fluids **21** (1978) 1735.
- [Sch-89] Schmidt, G.L., et al., en Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Proc. 12th Int. Conf. Nice, 1988), Vol. 1, IAEA, Vienna (1989) 215.
- [Tub-90] Tubbing, B.J.D., Balet, B., Bartlett, D.V., et al., Rep. **JET-P(90)67**, JET Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire.
- [Vla-87] Vlases, G., Gruber, O., Kaufmann, M., et al., Nucl. Fusion **27** (1987) 351.

## Capítulo 3

# Confinamiento en tokamaks. Determinación Experimental del Transporte

### 3.1 Introducción

Comprender y controlar los procesos por los que energía y partículas escapan de un plasma termonuclear confinado magnéticamente es esencial para el desarrollo de un reactor de fusión tokamak. Las propiedades de confinamiento de la energía determinan el tamaño del reactor, y de este modo su viabilidad técnica y económica, mientras que la reposición de combustible en el plasma y la eliminación de las *cenizas* de helio resultantes de las reacciones de fusión, una vez que han cedido su energía al plasma, dependen en gran medida de las propiedades de transporte de las partículas. Para un reactor de fusión, deben crearse unas condiciones del plasma que permitan combinar unas pérdidas de energía mínimas con un transporte de partículas suficientemente grande. Sin embargo, no sólo consideraciones de tipo práctico, orientadas a un futuro reactor, hacen de la física del transporte un importante campo de investigación. Desde un punto de vista fundamental, el transporte en un plasma termonuclear es un área interesante de estudio, ya que refleja las interacciones básicas del plasma.

Las propiedades de confinamiento del plasma son descritas frecuentemente de forma global mediante el tiempo de confinamiento de la ener-

gía,  $\tau_E$ , y de las partículas,  $\tau_p$ , que caracterizan la escala de tiempos en que la energía y las partículas escapan del plasma. El tiempo de confinamiento de la energía es fácil de determinar y es calculado de forma rutinaria en el experimento, haciendo posible obtener leyes empíricas de escala de  $\tau_E$  como función de los parámetros de la descarga a través de ajustes estadísticos a los datos experimentales. Estas leyes de escala son usadas como punto de referencia para la operación tokamak y para las teorías de transporte de la energía, así como para poder predecir el comportamiento de futuros dispositivos tokamak.

Una descripción más detallada de las propiedades de transporte del plasma, sin embargo, requiere un análisis de tipo local. Los procesos de transporte son generalmente descritos mediante las ecuaciones de fluido del plasma, que describen la evolución o estado estacionario de la densidad, momento y energía de las especies electrónica e iónica. El transporte de partículas y energía está principalmente determinado por los flujos radiales<sup>1</sup> (perpendiculares a las superficies de flujo) de partículas,  $\vec{\Gamma}_j$ , y de calor,  $\vec{q}_j$ , respectivamente, donde  $j=e, i$  se refiere a la especie considerada del plasma (electrones o iones). Estos flujos son descritos habitualmente de forma difusiva, es decir, los flujos de partículas de la especie  $j$  son debidos a gradientes de la densidad de partículas de dicha especie ( $\nabla n_j$ ), y los flujos de calor, a gradientes de temperatura ( $\nabla T_j$ ):

$$\begin{aligned}\vec{\Gamma}_j &= -D_j \nabla n_j, \\ \vec{q}_j &= -n_j \chi_j \nabla T_j\end{aligned}\tag{3.1}$$

donde  $D_j$  y  $\chi_j$  son las difusividades (o coeficientes de difusión) de partículas y calor de la especie  $j$ , respectivamente. Estos coeficientes se pueden relacionar a los tiempos de confinamiento global a través de las expresiones aproximadas:  $\tau_E \sim a^2/\chi$  y  $\tau_p \sim a^2/D$ , donde  $a$  es el radio menor del plasma. Basados en modelos teóricos de transporte, en los que los distintos procesos de transporte son inducidos principalmente

---

<sup>1</sup>Mientras no se especifique lo contrario, siempre que utilizemos el término transporte nos referiremos al transporte radial, perpendicular a las superficies de flujo, que da lugar a la pérdida de partículas y energía del plasma, determinando las propiedades de confinamiento del plasma, y no al transporte paralelo, a lo largo de las líneas de campo.

por los gradientes de las variables de estado, el modelo más general que relaciona los flujos y los gradientes es:

$$\begin{pmatrix} \vec{\Gamma} \\ \vec{q}_e/n_e \\ \vec{q}_i/n_i \\ \vec{j} \\ \vec{M} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} D & A_{12} & A_{13} & A_{14} & A_{15} \\ A_{21} & \chi_e & A_{23} & A_{24} & \cdots \\ \vdots & & \chi_i & A_{34} & \cdots \\ \vdots & & & \sigma & \\ \vdots & & & & \chi_\phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nabla n \\ \nabla T_e \\ \nabla T_i \\ \vec{E} \\ \vec{V}_\phi \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

expresión que muestra de forma general las posibles relaciones entre los flujos asociados a los distintos procesos de transporte (flujos de partículas<sup>2</sup>, de calor, densidad de corriente  $\vec{j}$ , y flujos de momento angular toroidal  $\vec{M}$ ), y las fuerzas que los producen (gradientes de densidad, temperatura, campo eléctrico  $\vec{E}$ , y gradientes de la velocidad angular toroidal  $\vec{V}_\phi$  del plasma). El objetivo de los estudios de transporte es determinar los coeficientes de esta matriz y, de este modo, mediante comparación con las predicciones de los modelos teóricos, poder identificar los mecanismos dominantes de transporte en un plasma tokamak.

## 3.2 Conceptos Básicos de Teoría de Transporte

### 3.2.1 Procesos Clásicos

El transporte clásico representa el nivel mínimo posible de pérdidas de un sistema cerrado de confinamiento magnético. El mecanismo físico básico es simplemente las colisiones binarias coulombianas. Las colisiones dan lugar a que los centros guía<sup>3</sup> de las partículas pasen de una órbita centrada en una superficie magnética a una órbita centrada en una superficie magnética vecina. De este modo, en el caso de la difusión

<sup>2</sup>Una única ecuación es necesaria para describir los flujos de partículas ya que, dada la cuasi-neutralidad del plasma, los flujos de electrones y de iones deben ser iguales.

<sup>3</sup>Una partícula cargada en un campo magnético describe en dirección perpendicular al campo una órbita circular cuyo centro, el centro guía, se mueve a lo largo de las líneas de campo.

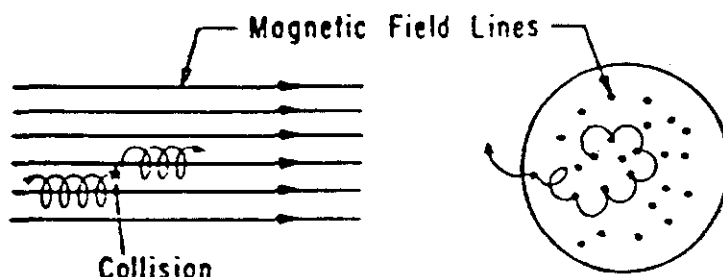


Fig. 3.1: *Difusión radial clásica en un campo magnético uniforme.*

clásica en un campo magnético uniforme, la partícula experimenta como consecuencia de las colisiones un desplazamiento radial igual su radio de giro  $\rho$  en torno a las líneas de campo, en un tiempo característico de colisión  $\tau$ , como se muestra en Fig. 3.1. El coeficiente de difusión radial  $D$  se puede estimar por tanto como:  $D \sim (\Delta r)^2 / \tau \sim \rho^2 \nu$ , donde  $\nu$  es la frecuencia de colisión.

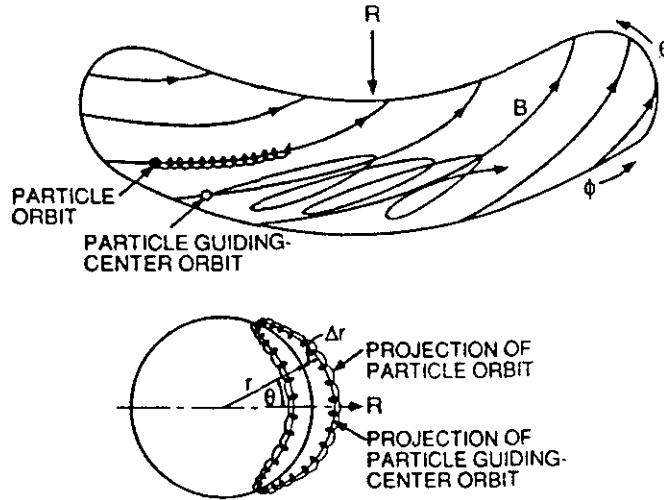
Ambos, electrones e iones, se difunden a través del campo mediante este proceso. Sin embargo, es fácil ver que esta aproximación simple del coeficiente de difusión para los iones es mayor que para los electrones por un factor del orden de  $(m_i/m_e)^{1/2}$  (donde  $m_i$  y  $m_e$  son las masas de los iones y los electrones respectivamente), ya que  $\nu_e/\nu_i \sim (m_i/m_e)^{1/2}$  y  $\rho_i/\rho_e \sim (m_i/m_e)^{1/2}$ . La neutralidad de carga, por supuesto, debe conservarse. En algunos procesos de difusión, la necesidad de mantener la neutralidad de carga da lugar a campos eléctricos radiales ambipolares que frenan a las especies que se difunden más rápidamente. En el caso de la difusión clásica en sistemas axisimétricos, estos campos ambipolares no son necesarios. La difusión de partículas asociada a las colisiones ión-ión es mucho menor que la estimación que acabamos de realizar. Debido a la conservación del momento, sólo las colisiones entre partículas no idénticas dan lugar a difusión radial, que es automáticamente ambipolar. Así, el coeficiente de difusión de ambas especies es del orden del coeficiente de difusión de los electrones,  $D \sim \nu_e \rho_e^2$ . El coeficiente de difusión de calor  $\chi$ , sin embargo, no está sujeto a estas limitaciones, y se tiene simplemente:  $\chi_i \simeq \rho_i^2 \nu_i$ ,  $\chi_e \simeq D \simeq \rho_e^2 \nu_e$ ;  $\chi_i$  es aproximadamente  $(m_i/m_e)^{1/2}$  veces mayor que  $\chi_e$  y  $D$ .

En un plasma tokamak, con superficies magnéticas toroidales, ex-

iste una pérdida adicional de partículas y energía debido a las colisiones coulombianas en una geometría toroidal. El campo magnético toroidal en un tokamak no es uniforme, sino que varía aproximadamente como  $1/R$ . Esto da lugar a la aparición de partículas atrapadas. Cuando una partícula cargada se mueve en un campo magnético su energía total  $E = mv_{\parallel}^2/2 + mv_{\perp}^2/2$  se conserva ( $v_{\parallel}$  es la componente de la velocidad paralela al campo, y  $v_{\perp}$  la componente perpendicular). Además, el momento magnético del electrón  $\mu = mv_{\perp}^2/2B$  (donde  $B$  es el campo magnético total) también se conserva. De este modo, cuando la partícula se mueve desde los contornos externos del plasma, donde el campo es menor, hacia regiones de mayor campo magnético, la energía cinética transversal aumenta y la energía longitudinal disminuye correspondientemente. Si la energía longitudinal no es suficientemente alta comparada con la transversal, un efecto de espejo magnético puede aparecer: cuando la partícula encuentra un campo suficientemente alto, su velocidad paralela  $v_{\parallel}$  se anula y la partícula es reflejada nuevamente hacia las regiones de menor campo. Son las denominadas partículas atrapadas, fenómeno que se produce cuando  $v_{\parallel} < \epsilon^{1/2}v_{\perp}$ , donde  $\epsilon = r/R$ .

En segundo lugar, como consecuencia de la curvatura e inhomogeneidades del campo magnético en una geometría toroidal, el centro guía de las partículas no se mueve estrictamente sobre las líneas de campo, sino que experimenta un movimiento de deriva, con una velocidad de deriva  $v_d$  dirigida a lo largo del eje vertical de simetría. En la parte superior del toroide, la partícula deriva hacia fuera de la superficie magnética, mientras que en la parte inferior lo hace hacia dentro. Como resultado, las partículas atrapadas describen una trayectoria que parece como una *banana* al proyectarse sobre una sección poloidal del plasma, como se muestra en Fig. 3.2. Las trayectorias de las partículas no atrapadas también se desvían de las superficies magnéticas, moviéndose sobre una superficie desplazada una cierta distancia  $d_r$  (desplazamiento de la órbita de deriva) de la superficie original, considerablemente mayor que el radio de giro de la partícula.

A consecuencia de estos efectos de la geometría magnética toroidal (partículas atrapadas y órbitas de deriva), el transporte de calor y partículas perpendicular al campo aumenta de forma notable respecto al transporte radial en un campo magnético uniforme, y es denominado *transporte neoclásico* [Gal-68, Hin-76].



**Fig. 3.2:** Trayectoria de una partícula atrapada en un tokamak (órbita de banana).

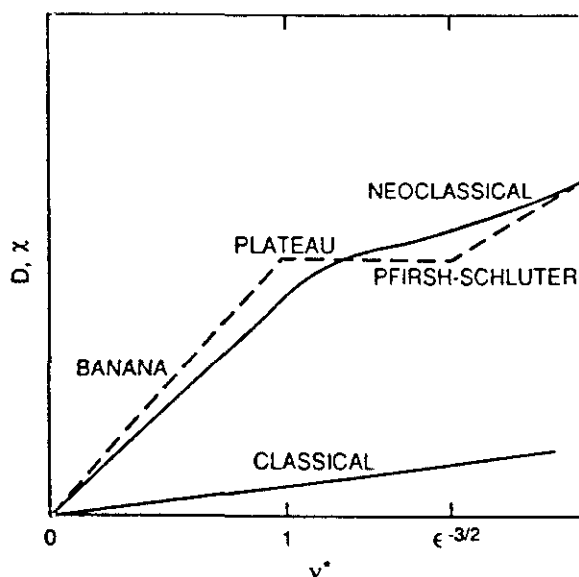
Como antes, podemos llevar a cabo una estimación aproximada de los coeficientes de transporte usando  $D \sim (\Delta r)^2 \nu_{ef}$ , donde  $\nu_{ef}$  es la frecuencia apropiada de las colisiones y  $\Delta r$  el desplazamiento radial de la partícula entre colisiones. Este desplazamiento radial entre colisiones está determinado por la magnitud de los efectos de deriva (anchura  $\Delta_b$  de la órbita de banana en el caso de partículas atrapadas, y desplazamiento  $d_r$  de la órbita de deriva en el caso de partículas no atrapadas), mucho mayores que el radio de giro  $\rho$  de la partícula en torno a las líneas de campo, por lo que el transporte neoclásico es mucho mayor que el transporte clásico, en el que  $\Delta r$  está determinado por la magnitud de  $\rho$ .

Tres regímenes distintos de transporte neoclásico pueden identificarse dependiendo del nivel de colisionalidad, caracterizado por el parámetro adimensional  $\nu_*$ . Este parámetro de colisionalidad se define como  $\nu_* \sim \nu_{ef} \tau_b$ , donde  $\nu_{ef}$  es la frecuencia efectiva de colisión, y  $\tau_b$  el tiempo empleado por una partícula térmica atrapada en describir una órbita completa de banana.

En el régimen de más baja colisionalidad,  $\nu_* \ll 1$ , una partícula atrapada puede describir varias órbitas de banana antes de sufrir una colisión.

sión y quedar desatrapada. Es el denominado *régimen de banana*, en el que el transporte es dominado por las partículas atrapadas. Dado que sólo es necesaria una pequeña desviación angular para dispersar una partícula atrapada fuera de la región de atrapamiento en el espacio de velocidades (definida por la condición  $v_{\parallel} < \epsilon^{1/2}v_{\perp}$ , donde  $\epsilon=r/R \ll 1$ ), la frecuencia  $\nu_{ef}$  con que este proceso tiene lugar es relativamente alta, y está dada por  $\nu_{ef} \sim \nu/\epsilon$ . Claramente, un proceso de difusión a través del campo tendrá lugar, en el una fracción  $\epsilon^{1/2}$  de las partículas están implicadas (la fracción  $f_t$  de partículas atrapadas,  $f_t \sim v_{\parallel}/v_{\perp} \sim \epsilon^{1/2}$ ), que experimentarán un desplazamiento radial igual a la anchura  $\Delta_b$  de la órbita con una frecuencia de colisión efectiva  $\nu_{ef}$ . El coeficiente de difusión será por tanto del orden  $D \sim f_t \nu_{ef} \Delta_b^2 \sim \epsilon^{3/2} q^2 D_{cl}$ , donde  $D_{cl}$  es el coeficiente de difusión clásico en un campo magnético uniforme ( $D_{cl} \sim \rho^2 \nu$ ),  $q=rB_{\phi}/RB_{\theta}$  es el factor de seguridad, y donde la relación  $\Delta_b \sim q\rho\epsilon^{-1/2}$  [Miy-80] para la anchura de la órbita de banana ha sido empleada. El transporte en el régimen de banana es por tanto  $\sim \epsilon^{3/2} q^2$  veces mayor que en el caso clásico. A más altas colisionalidades, en el régimen  $1 \ll \nu_* \ll \epsilon^{3/2}$ , las colisiones son demasiado frecuentes para permitir a una partícula atrapada completar su órbita de banana, pero una partícula típica no atrapada puede dar muchas vueltas alrededor del toro antes de sufrir una colisión. En este caso, el transporte es dominado por una fracción de partículas no atrapadas de baja velocidad  $v_{\parallel}$  paralela al campo, cuya frecuencia efectiva de colisión  $\nu_{ef}$  es del orden de la frecuencia de tránsito de la partícula alrededor del toro ( $\nu_{ef} \sim t^{-1} \sim v_{\parallel}/qR$ ). La fracción de estas partículas es  $f \sim v_{\parallel}/v$ , y al sufrir una colisión experimentan un desplazamiento radial  $\sim v_d t$ , donde  $v_d$  es la velocidad de deriva de la partícula. Su contribución al transporte radial puede entonces estimarse como  $D \sim f \nu_{ef} (\Delta r)^2 \sim (v_T/qR) q^2 \rho^2$ , donde se ha usado  $v \sim v_T$  (la velocidad térmica), y  $v_d \sim mv^2/eBR$  [Miy-80] ( $e$  es la carga de la partícula). En este intermedio, por tanto, el coeficiente de difusión no depende de la frecuencia de colisión, y por ello se denomina *régimen de plateau*.

Finalmente, en el régimen de más alta colisionalidad ( $\nu_* \gg \epsilon^{-3/2}$ ), denominado después de sus descubridores régimen de Pfirsch-Schlüter, en el que las colisiones son demasiado frecuentes para permitir a una partícula típica no atrapada completar un vuelta alrededor del toro antes de sufrir una colisión. El transporte en este caso está dominado



**Fig. 3.3:** Representación esquemática de los coeficientes de difusión neoclásicos de partículas y de calor como función del parámetro de colisionalidad  $\nu_*$ . La curva suavizada es una aproximación numérica.

por típicas partículas no atrapadas de velocidad longitudinal  $v_{\parallel} \sim v$ , donde  $v \sim v_T$ , la velocidad térmica de la partícula. Estas partículas, como dijimos anteriormente, se mueven sobre una superficie de deriva desplazada una cierta distancia  $d_r$  de la superficie original. Al colisionar, la partícula es transferida a una superficie de deriva vecina, y el desplazamiento radial  $\Delta r$  será por tanto del orden de  $d_r$ , dado por la relación  $d_r \sim q\rho$ . Como resultado, el coeficiente de difusión será  $D \sim d_r^2 \nu \sim q^2 D_{cl}$ , un factor  $q^2$  mayor que el coeficiente clásico de difusión  $D_{cl}$ .

Estos resultados pueden en principio aplicarse tanto al transporte de calor  $\chi$  como al transporte de partículas  $D$  propiamente dicho. En Fig. 3.3 se muestra de forma esquemática la dependencia de los coeficientes de difusión  $D$  y  $\chi$  del parámetro de colisionalidad  $\nu_*$ . Por otro lado, las expresiones obtenidas en los distintos regímenes son válidas tanto para la especie electrónica como para la especie iónica es suficiente con incluir los valores correspondientes para  $\nu$  y  $\rho$  en cada caso.

El coeficiente de difusión de calor  $\chi_i$  es en todos los regímenes mayor que  $\chi_e$  por un factor  $(m_i/m_e)^{1/2}$ . El transporte de partículas, sin embargo, es como en el caso clásico ambipolar, y está por tanto limitado por el transporte de electrones, del orden de coeficiente de difusión de calor  $\chi_e$ .

Una teoría más exacta fue desarrollada por Hinton y Hazeltine [Hin-76], y más tarde por Chang y Hinton [Chan-82]. Su principal resultado es una transición más suave entre las regiones de banana, *plateau* y de Pfirsch-Schlüter, como se muestra también en Fig. 3.3.

La teoría neoclásica tiene algunas otras implicaciones además de la difusión de partículas y la conducción térmica. Por ejemplo, como consecuencia del fenómeno de atrapamiento de electrones, el número de portadores de corriente cambia, dando lugar como resultado a un aumento en la resistividad del plasma respecto a las predicciones de la teoría clásica. Las observaciones experimentales parecen confirmar que la resistividad del plasma corresponde a la resistividad neoclásica.

Otro efecto interesante de la teoría neoclásica es la denominada *corriente de bootstrap* [Bic-71]. La corriente de *bootstrap* está relacionada a la presencia de partículas atrapadas, pero es conducida no sólo por partículas atrapadas, sino principalmente por partículas no atrapadas. cuando un gradiente de densidad existe en el plasma, se produce una diferencia en el número de partículas de órbitas de banana vecinas que pasan en uno y otro sentido por un cierto punto. Esto da lugar como resultado a una densidad de corriente debida a las partículas atrapadas. Las partículas no atrapadas comienzan a *derivar* en la misma dirección que las partículas atrapadas debido a las colisiones entre ellas, hasta que finalmente se alcanza un estado estacionario debido a las colisiones con los iones. La densidad de corriente resultante debida a los electrones no atrapadas es la denominada corriente de *bootstrap*,  $j_b \sim (\epsilon^{1/2}/B_\theta) \partial p / \partial r$ . Un análisis teórico detallado [Cor-88] de este fenómeno, se puede resumir en una relación simple para la fracción de corriente de *bootstrap*,  $I_{BS}/I = 0.67 \beta_p \epsilon^{1/2}$ , donde  $\epsilon = a/R$ ,  $I$  es la corriente total del plasma, y  $\beta_p \sim p/B_\theta^2$ . Durante un largo tiempo, este efecto no fue observado experimentalmente. La primera observación experimental tuvo lugar en el tokamak TFTR, y desde entonces ha sido reproducido en diversos dispositivos. El efecto más importante ha sido observado en los tokamaks JT-60 y JET.

Otra consecuencia de la teoría neoclásica de transporte es el efecto conocido como *pinch* Ware [War-70], que consiste en un movimiento radial del plasma hacia el centro del mismo, que aparece como consecuencia del campo eléctrico toroidal  $E_\phi$  inducido externamente en el plasma. En un plasma cilíndrico recto, un campo eléctrico longitudinal  $E_z$  da lugar a un movimiento de deriva de las partículas hacia el interior del plasma con una velocidad  $-(\vec{E} \times \vec{B}/B^2)_r = E_z B_\theta / B^2$ . En un plasma toroidal, las partículas atrapadas pasan tiempos distintos en la parte superior e inferior del toro en presencia del campo eléctrico toroidal  $E_\phi$ . De este modo, las derivas inducidas por este campo no se cancelan exactamente, lo que lleva a una deriva neta de la partícula hacia el interior del plasma con una velocidad radial  $\sim E_\phi / B_\theta$ , unas 100 veces mayor que en el caso cilíndrico. Dado que la fracción de partículas atrapadas es  $\sim \epsilon^{1/2}$ , la velocidad *pinch* asociada al plasma será  $v_W \sim \epsilon^{1/2} E_\phi / B_\theta$ . La magnitud de la velocidad *pinch* en el régimen colisional y de *plateau* es mucho menor que en el régimen de banana. La existencia de un movimiento *pinch* ha sido verificada experimentalmente: los perfiles de densidad exhiben en descargas con inyección de gas gradientes finitos en el centro del plasma, donde la fuente de partículas es nula, sugiriendo un movimiento convectivo de partículas hacia el interior del plasma. La velocidad *pinch* observada, sin embargo, suele ser un orden de magnitud mayor que el *pinch* neoclásico.

### 3.2.2 Transporte debido a Fluctuaciones

Es bien sabido [Fur-75] que las pérdidas de calor y partículas en un plasma tokamak son mucho mayores que las predichas por la teoría neoclásica de transporte. El transporte de partículas y de calor electrónico es altamente anómalo, es decir, excede en uno o dos órdenes de magnitud las predicciones neoclásicas. El transporte de calor iónico en tokamaks pequeños es de unas 3 a 10 veces mayor que en el caso neoclásico, mientras que en los grandes tokamaks las diferencias son mayores, aunque en ciertos regímenes de operación se acerca a los valores neoclásicos. Estas pérdidas que no pueden ser atribuidas a procesos clásicos conocidos son normalmente referidas como pérdidas *anómalas*. Estas pérdidas suponen un obstáculo para la fusión tokamak, por lo que un considerable trabajo es realizado para comprender sus causas.

Si las pérdidas anómalas no estuvieran presentes, un reactor de fusión tokamak solamente necesitaría ser del tamaño del tokamak JET actualmente en operación (ver por ejemplo [Fur-75]).

Existe un consenso general de que este transporte anómalo es el resultado de campos eléctricos y/o magnéticos fluctuantes producidos por inestabilidades en el plasma. Las inestabilidades más peligrosas son los modos MHD de bajo número de modo poloidal  $m$ . Sin embargo, no parece haber correlación entre el nivel estos modos y las pérdidas medidas de calor y energía. Aunque son responsables de fenómenos tan violentos como las disrupciones, no parecen contribuir a las pérdidas en estado estacionario de un plasma tokamak, que parecen más bien estar relacionadas a fluctuaciones de longitud de onda más corta, conocidas como *microturbulencia*.

Pequeñas fluctuaciones en los campos eléctricos y magnéticos de un tokamak llevan a fluctuaciones en las velocidades y posiciones radiales de las partículas, dando lugar de este modo al transporte de partículas y energía a través de los campos magnéticos confinantes. Las partículas y la energía pueden escapar a causa de la deriva radial  $\tilde{\mathbf{E}} \times \tilde{\mathbf{B}}$  inducida por las fluctuaciones  $\tilde{\mathbf{E}}$  del del campo eléctrico, o mediante movimiento paralelo a lo largo de las líneas de campo magnético que se desplazan radialmente a causa de las fluctuaciones radiales  $\tilde{B}_r$ . Las fluctuaciones en la velocidad radial de pueden escribirse por tanto:

$$\tilde{v}_r \simeq \frac{\tilde{E}_\theta}{B} + \frac{v_{\parallel} \tilde{B}_r}{B} \quad (3.3)$$

donde el subíndice  $\theta$  designa la componente poloidal,  $r$  la componente radial y  $v_{\parallel}$  es la velocidad de la partícula a lo largo del campo magnético sin perturbar  $\tilde{\mathbf{B}}$ .

Las fluctuaciones en el movimiento radial de la partícula pueden llevar a al transporte anómalo de partículas y energía. Sin embargo, el transporte neto no sólo depende del nivel de fluctuaciones, sino también de la correlación entre las diversas cantidades fluctuantes. Así, el flujo de partículas perpendicular a las superficies de flujo puede escribirse:

$$\Gamma = \langle \hat{n}_e \cdot \hat{v}_r \rangle \quad (3.4)$$

donde  $\langle \rangle$  designa un promedio sobre la superficie de flujo, y un promedio temporal sobre una escala de tiempos larga en comparación con la

frecuencia de las fluctuaciones. Usando (3.3) se tiene finalmente:

$$\Gamma = \frac{\langle \tilde{n}_e \cdot \tilde{E}_\theta \rangle}{B} = \frac{\langle \tilde{j}_\parallel \cdot \tilde{B}_r \rangle}{eB} \quad (3.5)$$

donde  $\tilde{j}_\parallel$  es la fluctuación en la corriente electrónica paralela. Un coeficiente efectivo de difusión anómala de partículas puede así definirse como  $D = -\Gamma / (dn/dr)$ . El flujo de partículas inducido por la turbulencia debe ser ambipolar debido a la conservación de la carga y a la condición de cuasi-neutralidad.

La contribución de las fluctuaciones al transporte de calor es una cuestión más complicada. El flujo radial de calor está dado por la suma de un término convectivo más un término de conducción de calor,  $Q_r = (3/2)T\Gamma + q_r$ . Las fluctuaciones del campo eléctrico inducen un flujo de energía:

$$Q_r = \frac{3}{2}n \frac{\langle \tilde{E}_\theta \cdot \tilde{T} \rangle}{B} + \frac{3}{2}n \frac{\langle \tilde{E}_\theta \cdot \tilde{n} \rangle}{B} = \frac{3}{2} \frac{\langle \tilde{p} \cdot \tilde{E}_\theta \rangle}{B} \quad (3.6)$$

donde  $\tilde{p}$  son las fluctuaciones de presión. Las fluctuaciones en la velocidad radial asociadas a las fluctuaciones magnéticas radiales darían una contribución adicional al flujo de calor.

Además, las fluctuaciones magnéticas radiales hacen otra contribución importante al flujo turbulento de calor, que resulta de la parte de la gran conductividad clásica paralela al campo que es ahora dirigida radialmente:

$$q_r = -n\chi_\parallel \langle (\tilde{B}_r/B)^2 \rangle \nabla T \quad (3.7)$$

resultado obtenido usando una aproximación de fluido [Kad-79], donde  $\chi_\parallel$  designa la difusividad clásica de calor paralela al campo [Bra-65]. Muy bajos niveles de fluctuaciones magnéticas,  $\tilde{B}_r/B \sim 10^{-4}$ , pueden llevar a difusividades térmicas anómalas del orden de las observadas en plasmas tokamak.

Considerable esfuerzo se ha dedicado también a calcular el transporte anómalo de calor electrónico a partir de fluctuaciones magnéticas en regímenes no colisionales. Por ejemplo, en el régimen en que el recorrido libre medio del electrón es mayor que la longitud de correlación paralela de las fluctuaciones magnéticas radiales, la difusividad térmica

electrónica  $\chi_e$  es calculada como:

$$\chi_e \simeq v_e D_M \quad (3.8)$$

donde  $v_e$  es la velocidad térmica del electrón, y  $D_M$  un coeficiente de difusión característico de las líneas de campo magnético. Este cálculo supone que las fluctuaciones magnéticas dan lugar a la estocasticidad de las líneas de campo. El electrón, no colisional, sigue las líneas de campo magnético, y experimenta de este modo un proceso de difusión asociado a la propia difusión de las líneas de campo.

En esta discusión hemos descrito algunas de las fluctuaciones y correlaciones que deberían ser medidas para poder determinar el transporte de calor y partículas inducidos por las fluctuaciones. El objetivo final es poder identificar cuáles son los mecanismos microturbulentos dominantes del transporte anómalo observado en plasmas tokamak.

Los modelos de transporte anómalo pueden agruparse en dos clases principales de acuerdo con el tipo de fluctuaciones dominantes: los modelos basados en inestabilidades de tipo electrostático, por un lado, y los basados en fluctuaciones del campo magnético por otro. En el primer caso, el transporte es dominado por las fluctuaciones del campo eléctrico que, según explicamos antes, inducen una deriva radial del tipo  $\vec{E} \times \vec{B}$ , dando lugar a la pérdida de partículas y energía. Las microinestabilidades electrostáticas son fáciles de desestabilizar, ya que dependen de fuentes de energía libre generalmente presentes en plasmas tokamak. Entre estos modelos destacan los basados en las inestabilidades de onda de deriva (*drift wave instabilities*), consideradas como uno de los más firmes candidatos para poder explicar los niveles observados de microturbulencia y transporte anómalo. La longitud típica de descorrelación del proceso difusivo asociado a estas inestabilidades es del orden del radio de giro de los iones en torno a las líneas de campo, mientras que la frecuencia de descorrelación es del orden de la frecuencia diamagnética, por lo que el transporte asociado se encuentra dentro del rango observado en el experimento. Además, como estas inestabilidades satisfacen la condición de cuasi-neutralidad, el transporte de partículas es automáticamente ambipolar, y el transporte de partículas, y de calor electrónico e iónico son todos ellos muy próximos en magnitud ( $\chi_e \sim D \sim \chi_i$ ,  $\chi_e/D \sim 1 - 3$ ).

En la segunda clase de modelos, las fluctuaciones magnéticas radiales son la causa principal del transporte. Como se explicó anteriormente, las partículas siguen las líneas de campo magnético, de modo que las fluctuaciones  $\tilde{B}_r/B$  inducen un desplazamiento radial de la partícula con una velocidad  $\tilde{v}_r = v_{||} \tilde{B}_r/B$ . Cuando las fluctuaciones magnéticas centradas en diferentes superficies racionales<sup>4</sup> solapan, se produce un *enredamiento* de las líneas de campo. Si este solapamiento llega a hacerse suficientemente grande, las superficies magnéticas son destruidas produciendo una región de campos magnéticos estocásticos. Las partículas siguen estas líneas estocásticas de campo dando lugar a transporte anómalo. Algunas de las posibles fuentes de estas fluctuaciones son ondas de deriva, modos de *micro-tearing*, interacciones no lineales de modos MHD, etc. Al contrario de las inestabilidades electrostáticas, este tipo de inestabilidades son difíciles de excitar, si bien el nivel de fluctuaciones necesario para producir un transporte significativo es mucho menor que en el caso de las de las fluctuaciones electrostáticas ( $\tilde{B}_r/B \sim 10^{-4}$ ) debido a la alta velocidad de las partículas a lo largo de las líneas de campo. En este tipo de modelos el transporte de calor electrónico, ligado al rápido movimiento de los electrones a lo largo de las líneas estocásticas de campo, suele ser mucho mayor que el transporte de calor iónico y que el transporte de partículas, sujeto a la condición de ambipolaridad.

Establecer si el transporte anómalo observado está esencialmente determinado por fluctuaciones de tipo electrostático o por campos magnéticos estocásticos constituye el primer objetivo de los estudios de transporte, permitiendo de este modo restringir de forma importante el número de posibles candidatos. La comprensión de los procesos de transporte en un plasma tokamak requerirá en definitiva medir el nivel de fluctuaciones ( $\tilde{E}$ ,  $\tilde{B}$ ,  $\tilde{n}$ , etc) en el plasma y sus correlaciones, determinar el transporte inducido por estas fluctuaciones, y comparar los resultados obtenidos con las predicciones de los modelos teóricos y los flujos de calor y partículas medidos experimentalmente.

Es evidente que el desarrollo de técnicas adecuadas para medir las fluctuaciones y sus correlaciones desempeñará un papel principal en este proceso. Esto es particularmente importante por lo que se refiere

<sup>4</sup>Las superficies magnéticas correspondientes a valores racionales del factor de seguridad  $q$  ( $q=m/n$ ,  $m$  y  $n$  enteros) son denominadas superficies racionales.

a la medida de las fluctuaciones en el interior del plasma, donde solamente medidas de las fluctuaciones de densidad están generalmente disponibles. Medir las fluctuaciones magnéticas es solamente posible en la actualidad en el borde del plasma; pero sin una medida directa de estas fluctuaciones en la región interna es difícil poder establecer cuál es su papel en las propiedades de confinamiento del plasma.

De este modo, los estudios de transporte están dominados actualmente por las medidas de las propiedades globales de confinamiento del plasma y de los flujos locales de calor y partículas (la determinación de los coeficientes de la matriz de transporte en definitiva) y su comparación con las predicciones de los modelos teóricos más relevantes. Precisamente, a este tipo de estudios dedicaremos la sección siguiente.

### 3.3 Determinación Experimental del Transporte en Tokamaks

#### 3.3.1 Confinamiento Global de la Energía. Leyes de Escala

El tiempo de confinamiento global de la energía  $\tau_E$ , como ya se dijo anteriormente, es una de las medidas más directas y rutinarias realizadas en descargas tokamak. Este tiempo de confinamiento  $\tau_E$  se define en un plasma estacionario como la razón de la energía  $W$  almacenada en el plasma a la potencia *input*  $P$  empleada en calentarlo,  $\tau_E = W/P$ . De forma más general, en un plasma no estacionario, en que la energía almacenada presenta una variación temporal  $\dot{W} \equiv dW/dt$ , es definido como  $\tau_E = W/(P - \dot{W})$ . Reescribiendo esta relación como un balance de potencias,  $\dot{W} = P - (W/\tau_E)$ , observamos que  $\tau_E$  representa un tiempo característico de pérdida de energía o enfriamiento del plasma, a lo que debe su denominación. Cuanto mayor es  $\tau_E$ , tanto mejor es el confinamiento de la energía.

Los valores medidos de  $\tau_E$  dependen de menos suposiciones o cálculos que cualquier otras cantidades de transporte, como los flujos o difusividades de calor y partículas, ya que la energía total almacenada y la potencia *input* pueden ser medidas casi directamente con gran exacti-

tud prácticamente en todas las descargas. Además, dado que técnicas similares de medida son empleadas en casi todos los tokamaks, los valores obtenidos de  $\tau_E$  se pueden comparar directamente. De este modo,  $\tau_E$  constituye uno de los más importantes observables del confinamiento en tokamaks.

Expresiones empíricas para  $\tau_E$  como función de los parámetros de la descarga (leyes de escala) son obtenidas mediante ajustes estadísticos a los datos experimentales, que permiten llevar a cabo una caracterización del comportamiento del confinamiento tokamak que puede servir de guía tanto a teóricos como experimentales. Por un lado, desde un punto de vista experimental, las leyes de escala pueden usarse como punto de referencia para comparar diferentes tipos de operación tokamak. Tales comparaciones ayudan a descubrir nuevas tendencias y regímenes, y aportan criterios para identificar regímenes de buen confinamiento que necesitan ser explorados en más detalle. Para la teoría, las leyes de escala actúan como guías con las que los modelos teóricos deberían ser consistentes. Las tendencias mostradas por las leyes de escala pueden ayudar a decidir qué modelos deben ser explorados, sugiriendo qué tipos de física pueden ser importantes. Por último, las leyes empíricas de escala constituyen actualmente un punto de referencia básico para poder predecir el comportamiento de futuros dispositivos tokamak.

En lo que sigue, describiremos brevemente los principales regímenes de confinamiento encontrados en plasmas tokamak junto con las leyes de escala más importantes obtenidas para el tiempo de confinamiento  $\tau_E$ .

Varios modos o regímenes de confinamiento han sido identificados en plasmas tokamak. En cada uno de estos regímenes una cierta interrelación es observada entre los procesos en el borde del plasma y efectos de perfil en el interior del plasma. Los distintos regímenes difieren algunas veces en las características del plasma del borde, otras en la forma de los perfiles de temperatura y densidad, y en algunos casos en ambos aspectos.

Desde un punto de vista práctico los regímenes de buen confinamiento (*improved confinement*) son los más interesantes, y son por ello estudiados con intensidad. Estos regímenes de buen confinamiento se manifiestan unas veces como una transición suave desde regímenes de peor confinamiento, y otras como una transición brusca o bifurcación.

Calentamiento Ohmico:

Lo más natural es empezar con los regímenes de confinamiento encontrados en descargas óhmicas.

A densidades no muy altas, el régimen característico de las descargas óhmicas es el denominado *régimen de confinamiento óhmico lineal* (LOC: *Linear Ohmic Confinement*). En este régimen existe una relación lineal entre el tiempo de confinamiento de la energía  $\tau_E$  y la densidad  $n$ , que es descrita de forma adecuada por la denominada ley de escala de neo-Alcator:

$$\tau_E = 0.07 n a R^2 q \quad (3.9)$$

donde  $q$  es el factor de seguridad efectivo,  $q \simeq (5ab/RI)B$ ;  $a$  es el radio menor horizontal del plasma en metros,  $b$  el radio menor vertical,  $R$  el radio mayor,  $I$  la corriente en MA,  $n$  la densidad media en, y  $B$  el campo en T. Sin embargo, esta ley de escala deja de ser válida a altas densidades; por encima de cierta densidad ( $n_s = (B/Rq)\sqrt{A_i k/2}$ , donde  $k = b/a$  es la elongación de una sección poloidal del plasma), el confinamiento se satura. El nuevo régimen de confinamiento producido es llamado por ello *régimen de confinamiento saturado* (SOC: *Saturated Ohmic Confinement*), y la ley de escala de neo-Alcator es sustituida por la ley de escala de Shimomura:

$$\tau_E = 0.07 a R B \sqrt{A_i k/2} \quad (3.10)$$

donde  $A_i$  es el número atómico de los iones.

El régimen de confinamiento óhmico lineal, sin embargo, puede extenderse a altas densidades, por encima de  $n_s$ , en regímenes óhmicos de buen confinamiento como el modo P y el modo IOC. El modo P es obtenido mediante la inyección de pellets en el plasma; las buenas propiedades de confinamiento del plasma observadas en este régimen parecen estar relacionadas a los perfiles  $n(r)$  de alta densidad y gradientes centrales producidos mediante la inyección de pellets. En el caso del modo IOC (*Improved Ohmic Confinement*), observado por primera vez en ASDEX, se obtienen perfiles de densidad similares a los del modo P; la transición al régimen de buen confinamiento (IOC) está determinada por una rápida reducción en la inyección de gas desde el borde del plasma, en lugar de la inyección de pellets (modo P).

Calentamiento Adicional:

Más relevantes para futuros dispositivos tokamak son, sin embargo, los regímenes observados durante calentamiento adicional del plasma.

El *modo L* es el régimen de confinamiento que, por decirlo de algún modo, aparece de forma natural, sin esfuerzo alguno, durante calentamiento adicional. Las leyes de escala que caracterizan este régimen son bastante diferentes de las obtenidas en el caso óhmico y, por otra parte, más pesimistas. El confinamiento del plasma en el modo L es satisfactoriamente descrito mediante la ley de escala de Goldston:

$$\tau_E = 0.037 P^{-0.5} R^{1.75} a^{-0.37} k^{0.5} (A_i/1.5)^{0.5} \quad (3.11)$$

donde  $P$  es la potencia de calentamiento del plasma en MW.

Los aspectos más importantes de esta ley de escala son que el confinamiento mejora con la corriente, pero se degrada con la potencia adicional.

Muchas alternativas a la ley de escala de Goldston para el modo L (incluyendo leyes de tipo lineal para la energía almacenada como función de  $P$ ,  $W = W_o + \tau_{inc} P$ ) han sido propuestas por diferentes grupos de experimentales. La característica general de todas estas leyes de escala es la degradación del confinamiento con la potencia.

Un análisis detallado de todas las leyes de escala para plasmas con calentamiento auxiliar ha sido llevado a cabo por el equipo ITER. Este análisis ha mostrado que las diferencias entre estas leyes de escala están relacionadas a la muy débil dependencia en dos parámetros, uno de los cuales corresponde a la razón de aspecto ( $R/a$ ) y el otro  $q_{ef}$ . Diferentes leyes de escala han sido resumidas en la ley de escala ITER-89:

$$\tau_E(ITER89 - P) = 0.048 I^{0.85} R^{1.2} a^{0.3} k_x^{0.5} n^{0.1} B^{0.2} A_i^{0.5} P^{-0.5} \quad (3.12)$$

donde  $k_x$  es la elongación de la separatriz (última superficie magnética cerrada).

Afortunadamente, las predicciones de las leyes de escala para el modo L de confinamiento han sido superadas por un factor dos o tres (incluso cuatro) en ciertos regímenes de buen confinamiento entre los que cabe destacar el modo H y el régimen *supershot*.

El *modo H*, descubierto por primera vez en ASDEX [Wag-82], es el régimen más popular de buen confinamiento con calentamiento adicional. Justo después de su descubrimiento en ASDEX, los términos

modo L (*low*) y modo H (*High*) fueron establecidos. El modo H ha sido obtenido en muchos tokamaks, mayoritariamente en descargas en configuración de divertor magnético. Aunque esta configuración es altamente ventajosa para obtener el modo H, ha habido también observaciones de comportamiento tipo modo H descargas en limitador.

Obtener un modo H requiere alcanzar una potencia umbral mínima de calentamiento, que presumiblemente corresponde a exceder una temperatura mínima en el borde del plasma. Una variedad de métodos han sido para calentar el plasma por encima de este umbral (NBI, ICRH,...).

La transición del modo L al modo H de confinamiento es una bifurcación, en la que cambios importantes en el borde del plasma son observados: el reciclamiento en el borde del plasma decrece como se manifiesta en la caída de la intensidad de radiación  $H_\alpha$  en el borde del plasma, y los perfiles de temperatura y densidad en el borde del plasma presentan fuertes gradientes. El régimen de buen confinamiento parece estar asociado a las buenas propiedades de confinamiento del plasma del borde, con la formación de una barrera de transporte en el borde del plasma que da lugar como resultado a pedestales en los perfiles de temperatura y densidad electrónica. No sólo el confinamiento de la energía mejora en este régimen, sino también el confinamiento de las partículas. El tiempo de confinamiento de la energía es habitualmente unas 2-3 veces mayor que en el modo L, aunque mejoras de hasta un factor cuatro han sido también observadas; el confinamiento en este régimen, sin embargo, también se degrada con la potencia adicional. Una base de datos, basada en varios tokamaks de diferentes dimensiones (JET, DIII-D, ASDEX, JFT2M, PBXM y PDX), ha sido elaborada para predecir el confinamiento global de la energía en modo H para el proyecto ITER. Varias relaciones de escala han sido obtenidas para esta base de datos o subconjuntos de ella. Así, por ejemplo, para el conjunto total estándar de datos se ha obtenido, mediante regresión ordinaria de mínimos cuadrados [Chr-92]:

$$\tau_E = 0.025 I^{0.75} R^{2.09} k^{0.68} (a/R)^{-0.05} n^{0.16} B^{0.60} A_i^{0.48} P^{-0.55} \quad (3.13)$$

La obtención y la calidad de los modos H ha mejorado mucho mediante cuidadosa preparación de la descarga.

El *régimen supershot*, descubierto en TFTR, es obtenido en plasmas de baja densidad en los que el calentamiento y la reposición de

combustible llevados a cabo mediante la inyección de haces de neutros (NBI). El reciclamiento en el borde del plasma se reduce y el aumento de densidad es limitado mediante sustancial preparación de la descarga. Como resultado, altas temperaturas y densidades centrales, y fuertes gradientes en los perfiles de temperatura y densidad en el centro del plasma, son obtenidos, y el confinamiento global de la energía mejora hasta en un factor tres respecto a la ley de escala de Goldston para el modo L.

Muchos otros regímenes de buen confinamiento han sido observados. Algunos dependen de la estabilización de la actividad diente de sierra para mejorar el confinamiento en el centro del plasma, pero la mayor parte están basados en producir perfiles de densidad con altos valores y gradientes centrales. Entre estos se encuentran la contra-inyección de haces de neutros (los haces de neutros son inyectados en dirección contraria a la corriente) o los modos PEP (*Pellet Enhanced Performance*), que describimos en la sección 2.4 del capítulo anterior, en los que las altas densidades obtenidas mediante la inyección de pellets en el plasma son combinadas con las altas temperaturas ( $T_e \sim T_i$ ) obtenidas mediante calentamiento adicional, con una mejora en el confinamiento central de la energía.

Con el mayor cuidado puesto actualmente en la preparación de las descargas, los regímenes de buen confinamiento se están convirtiendo más en la regla que en la excepción. No obstante, una base teórica para las leyes empíricas de escala es todavía necesaria. Con la mejora en las capacidades de diagnóstico de los parámetros del plasma, es posible a cabo un análisis local de los flujos de calor y partículas en el interior del plasma, con el objeto de poder caracterizar e identificar los mecanismos de transporte subyacentes.

### 3.3.2 Transporte Local

Las leyes empíricas de escala del confinamiento global de la energía son usadas para predecir el comportamiento de futuros dispositivos tokamak. Su capacidad de predicción, sin embargo, está limitada por la falta de información sobre los procesos dominantes de transporte. Las medidas de transporte local están precisamente implicadas en la tarea de identificar y comprender cuáles son los procesos básicos que

determinan el transporte en tokamaks.

Todos los métodos usados para determinar el transporte local derivan, de una forma u otra, de las ecuaciones de transporte de fluido, obtenidas tomando momentos en el espacio de velocidades de la ecuación de Boltzmann. Usando las ecuaciones de fluido, se supone implícitamente que el plasma se encuentra localmente suficientemente próximo al equilibrio de modo que las funciones de distribución de las diversas especies del plasma se encuentran próximas a una Maxwelliana, de modo que las variables de estado de densidad  $n$ , velocidad angular toroidal  $V_\phi$ , y la temperatura  $T$  son cantidades útiles para caracterizar el plasma.

La forma general de las ecuaciones de transporte es:

$$\frac{\partial g}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{F} = S \quad (3.14)$$

donde  $g$  es la variable de estado,  $\vec{F}$  el flujo asociado, y  $S$  la fuente. Dado que el plasma fluye mucho más fácilmente a lo largo de las líneas de campo magnético que a su través (lo que está determinado por el flujo radiale  $\vec{F}$ ), de modo que en la escala de tiempos característica de los procesos de transporte las variables de estado pueden considerarse constantes sobre las superficies magnéticas de flujo. Las ecuaciones de transporte pueden en consecuencia ser promediadas sobre la superficie de flujo, reduciendo el problema del transporte radial a una coordenada espacial y una coordenada temporal. En la sección 4.1 del capítulo siguiente se describirá en detalle, en el caso de las ecuaciones de transporte de calor y densidad electrónica, el procedimiento empleado para obtener las ecuaciones de transporte promediadas sobre las superficies de flujo.

En general, podríamos tener tres ecuaciones de fluido para cada especie del plasma, que representarían el transporte de partículas, momento angular y energía. Sin embargo, a causa del fuerte acoplamiento colisional entre las especies iónicas del plasma, la temperatura iónica y la velocidad de rotación toroidal de cada especie son casi idénticas. En consecuencia, solamente una ecuación para la energía iónica y una ecuación para el momento angular son necesarias. Formalmente, estas ecuaciones pueden obtenerse sumando todas las ecuaciones de la energía y del momento para todas las especies iónicas. Dada la pequeña

masa de los electrones, su contribución al momento angular total puede despreciarse. No obstante, la ecuación del momento angular electrónico debe añadirse a la ecuación del momento angular iónico; en la ecuación resultante los términos que contienen la masa electrónica pueden despreciarse. De este modo, nos hemos quedado con una ecuación de transporte de las partículas para cada especie del plasma, una ecuación para el transporte de calor electrónico y otra para el transporte de calor iónico, y una ecuación para el transporte de momento angular. Finalmente, una de las ecuaciones de transporte de partículas es redundante a causa de la condición de cuasi-neutralidad. En consecuencia, en un plasma con una especie iónica, tendremos cuatro ecuaciones de transporte.

Las derivadas temporales en las ecuaciones de transporte pueden ser determinadas experimentalmente, y los términos fuente calculados a partir de varios modelos, haciendo posibles determinar los flujos asociados a los distintos procesos de transporte. Determinar los flujos, y lo que es más importante desde un punto de vista fundamental, determinar los coeficientes de transporte que ligan estos flujos a las *fuerzas* que los producen (principalmente los gradientes de las variables de estado) es el objetivo de los estudios locales de transporte. El modelo más general que relaciona los flujos a los gradientes está dado por la relación (3.2), en la que se incluye también la densidad de corriente paralela al campo. El objetivo último es por tanto determinar los coeficientes de la matriz de transporte. Si las desviaciones del equilibrio son pequeñas se puede suponer que la simetría de Onsager es válida; sólo los elementos diagonales de la matriz, y la mitad de los elementos no diagonales son independientes. Sin embargo, aunque el transporte clásico y neoclásico en sistemas toroidales llevan a una matriz de transporte que obedece la simetría de Onsager, todavía tiene que probarse que el transporte turbulento en plasmas toroidales también obedece las condiciones necesarias para que la simetría de Onsager se mantenga. Esta cuestión es particularmente sutil cuando los mismos coeficientes de transporte son funciones de los gradientes de las variables de estado, en cuyo caso la asignación de términos a las filas y columnas de la matriz puede no ser única. A pesar de las posibles ambigüedades, la forma dada en Ec. (3.2) es el modelo que la mayor parte de los experimentales tienen en mente al hablar de la matriz de transporte y, especialmente,

de la presencia de términos no diagonales.

En esta memoria estaremos interesados en el análisis de los procesos de transporte de las partículas y la energía, y en la determinación de los coeficientes de transporte que los caracterizan, principalmente los coeficientes de difusión de partículas y calor ( $D$  y  $\chi_j$ ,  $j=e,i$ ).

Dos tipos principales de métodos son empleados para determinar los coeficientes de transporte. El método conocido con el nombre de *análisis de balance de flujo* fue el primero que se desarrolló, y todavía sigue siendo una técnica estándar. En el caso particular del transporte de partículas y energía, es más conocido con el nombre de *análisis de balance de partículas y potencia* respectivamente. La formulación original de este método está basada en la versión en estado estacionario de la ecuación (3.14), en la que la divergencia de los flujos se equilibra con los términos fuente. De este modo, los flujos a través de una superficie magnética dada se obtienen integrando las fuentes sobre el volumen contenido en dicha superficie de flujo. Formulaciones más recientes también tienen en cuenta los términos de derivada temporal en las ecuaciones de transporte, considerando conjuntos de medidas experimentales en diferentes instantes; la versión más general de la ecuación de transporte (3.14) debe ser empleada en este caso.

Este tipo de análisis sólo permite en principio determinar los flujos asociados a los procesos de transporte. En la mayor parte de las ocasiones se supone que sólo los términos diagonales de la matriz de transporte son significativos; los elementos diagonales de la matriz de transporte son de este modo obtenidos a partir de los flujos calculados y de los gradientes de las variables de estado correspondientes. Así, la difusividad de partículas  $D$  y el coeficiente de difusión de calor  $\chi_j$  de la especie  $j$  ( $j=e,i$ ) son calculados a partir de los flujos de partículas  $\vec{\Gamma}$  y de calor  $\vec{q}_j$  obtenidos mediante las ecuaciones de balance de partículas y energía, respectivamente:

$$D = -\frac{\Gamma}{\nabla n} \quad (3.15)$$

$$\chi_j = -\frac{q_j}{n_j \nabla T} \quad (3.16)$$

Una determinación precisa de los coeficientes de transporte requiere evidentemente medidas precisas de los perfiles de las variables de estado,

ya que los gradientes de estas variables son utilizados directamente en el cálculo de estos coeficientes. Además, la determinación de los coeficientes de transporte requiere modelos precisos de los términos fuente de las ecuaciones de transporte.

Las ventajas de este método incluyen la simplicidad y la generalidad. El análisis puede ser realizado con un conjunto medido de perfiles en un instante dado, supuesto el plasma en estado estacionario. Además, dependiendo de la situación física, cada flujo medido puede usarse para determinar uno de sus coeficientes de transporte asociados, supuesto que se pueda demostrar que es el dominante en esa situación.

Esta clase de análisis ha sido usada para mostrar que todos los coeficientes diagonales inferidos de la matriz de transporte son significativamente mayores que las predicciones de la teoría neoclásica. Los coeficientes de difusión de partículas y de calor electrónico son típicamente de uno a dos órdenes de magnitud mayores que los predichos neoclásicamente. La difusividad térmica iónica, aunque anómala, se encuentra más próxima a su valor neoclásico que la difusividad térmica electrónica. Solamente en algunas de las descargas con perfiles de densidad caracterizados por sus altos valores y gradientes en la región central del plasma, obtenidos mediante la inyección de pellets o mediante control del influjo de gas, los valores de la difusividad térmica iónica se reducen a sus valores neoclásicos.

La principal desventaja del método de balance de flujo es el limitado número de coeficientes de transporte que pueden ser determinados simultáneamente. En un plasma puro, por ejemplo, sólo cuatro flujos independientes se encuentran disponibles. Sin embargo, hay considerable evidencia de que tanto términos diagonales y no diagonales son necesarios para describir el transporte de partículas en tokamaks [Cop-81], y hay alguna evidencia de que un término no diagonal puede ser también importante en el transporte de energía [Cal-87]. Este tipo de análisis, por tanto, debe ser complementado o reemplazado con otros métodos si se quiere investigar tales efectos. Un problema adicional de este método es su limitada precisión. Los coeficientes de transporte generalmente sólo pueden ser determinados dentro de un factor 2, debido a las incertidumbres en los perfiles medidos y en los términos fuente de las ecuaciones de transporte.

El segundo tipo de métodos empleados para evaluar los coeficientes

de transporte son los llamados *métodos perturbativos*, de los que nos ocupamos en el siguiente apartado. A esta clase de métodos pertenece la técnica empleada en esta memoria para determinar los coeficientes de transporte del plasma en el tokamak JET.

### 3.3.3 Estudios Perturbativos de Transporte

En experimentos de tipo perturbativo, una evaluación dinámica de los coeficientes de transporte es realizada. La aproximación experimental consiste en inducir una pequeña perturbación en un plasma en estado estacionario. Los coeficientes de transporte pueden entonces deducirse a partir de la evolución de las variables de estado en diferentes localizaciones del plasma.

Este tipo de estudios, basados en el análisis de la respuesta temporal de las variables de estado a perturbaciones de los perfiles de dichas variables o de los términos fuente, permiten ganar más información que los basados en el análisis de balance de flujo, y reducen o eliminan el efecto de la incertidumbre en los términos fuente sobre los coeficientes de transporte. Las perturbaciones pueden ser impuestas externamente (por ejemplo, pellets, calentamiento electrón-ciclotrón, inyección de gas, etc) u ocurrir de forma natural en el plasma (como por ejemplo la actividad diente de sierra). Perturbaciones de carácter periódico ofrecen la posibilidad de mejorar la precisión del análisis mediante promedios. Además, perturbaciones bien localizadas en el espacio pueden producir información más localizada sobre el transporte.

Los métodos perturbativos requieren evidentemente medidas precisas de los perfiles de las variables de estado como función del tiempo, lo que impone una importante demanda sobre los sistemas de diagnóstico de los correspondientes parámetros del plasma.

En general, dado que los coeficientes de transporte son potencialmente funciones no lineales de los parámetros del plasma, la amplitud de las perturbaciones debería mantenerse suficientemente pequeñas de modo que un análisis lineal de las perturbaciones pueda ser realizado. Además, grandes perturbaciones de los parámetros del plasma pueden inducir cambios en las propiedades de transporte del plasma, con lo cual los coeficientes deducidos de transporte no serían representativos del plasma en estado estacionario.

Los experimentos perturbativos, aunque presentan fuertes requerimientos de diagnóstico, ofrecen en principio la posibilidad de obtener los elementos diagonales y no diagonales de la matriz de transporte.

Los coeficientes de transporte deducidos usando métodos perturbativos pueden ser muy diferentes de los obtenidos a partir de un análisis de balance de flujo. Esto es el resultado de las posibles dependencias de los coeficientes de transporte de los parámetros del plasma, como se puede ver de forma sencilla.

Consideremos los procesos de transporte de densidad y calor electrónico (los procesos de transporte analizados de forma más extensiva en la actualidad). Los flujos correspondientes de partículas y calor pueden escribirse de forma general:

$$\vec{\Gamma}_e = -D_e \nabla n_e \quad (3.17)$$

$$\vec{q}_e = -n_e \chi_e \nabla T_e \quad (3.18)$$

Describiendo los flujos  $\vec{\Gamma}_e$  y  $\vec{q}_e$  de este modo, los coeficientes de difusión  $D_e$  y  $\chi_e$  incluyen la presencia de posibles términos no diagonales en la matriz de transporte. Estos coeficientes serán en general funciones de los parámetros del plasma ( $n_e$ ,  $\nabla n_e$ ,  $T_e$ ,  $\nabla T_e$ , ...). La perturbación de los perfiles de equilibrio  $n_e^0$  y  $T_e^0$  puede describirse como  $n_e = n_e^0 + \delta n_e$  y  $T_e = T_e^0 + \delta T_e$ , respectivamente, donde  $n_e^0$  y  $T_e^0$  son las cantidades sin perturbar, y  $\delta n_e$ ,  $\delta T_e$  son las perturbaciones (usaremos el símbolo  $\delta$  para referirnos a cantidades perturbadas). Si, por simplificar, suponemos que los coeficientes  $D_e$  y  $\chi_e$  sólo dependen de  $T_e$  y  $\nabla T_e$ , los flujos perturbados de partículas serán en primer orden:

$$-\delta \vec{\Gamma}_e = \delta D_e \nabla n_e^0 + D_e \delta(\nabla n_e) \quad (3.19)$$

$$-\delta \vec{q}_e = n_e^0 \delta \chi_e \nabla T_e^0 + n_e^0 \chi_e \delta(\nabla T_e) + \delta n_e \chi_e \nabla T_e^0 \quad (3.20)$$

Dado que los coeficientes de transporte son funciones de los parámetros locales del plasma, en este caso sólo de  $T_e$  y  $\nabla T_e$ , las expresiones para los coeficientes perturbados serán:

$$\delta D_e = \frac{\partial D_e}{\partial T_e} \delta T_e + \frac{\partial D_e}{\partial(\nabla T_e)} \delta(\nabla T_e) \quad (3.21)$$

$$\delta \chi_e = \frac{\partial \chi_e}{\partial T_e} \delta T_e + \frac{\partial \chi_e}{\partial(\nabla T_e)} \delta(\nabla T_e) \quad (3.22)$$

Las derivadas parciales se refieren a valores en el equilibrio. Sustituyendo estas expresiones en las ecuaciones (3.19) y (3.20), se encuentra:

$$-\delta\vec{\Gamma}_e = D_e \delta(\nabla n_e) + \frac{\partial D_e}{\partial(\nabla T_e)} \nabla n_e^0 \delta(\nabla T_e) + \frac{\partial D_e}{\partial T_e} \nabla n_e^0 \delta T_e \quad (3.23)$$

$$-\delta\vec{q}_e = n_e^0 \left[ \chi_e + \frac{\partial \chi_e}{\partial(\nabla T_e)} \nabla T_e^0 \right] \delta(\nabla T_e) + n_e^0 \frac{\partial \chi_e}{\partial T_e} \nabla T_e^0 \delta T_e + \delta n_e \chi_e \nabla T_e \quad (3.24)$$

Los coeficientes de difusión que determinan la evolución de los cambios en la temperatura y densidad son por tanto los coeficientes de difusión incrementales  $D_e^{inc}$  y  $\chi_e^{inc}$ :

$$D_e^{inc} = - \left[ \frac{\partial \Gamma_e}{\partial(\nabla n_e)} \right] = D_e \quad (3.25)$$

$$\chi_e^{inc} = - \left[ \frac{1}{n_e} \frac{\partial q_e}{\partial(\nabla T_e)} \right] = \chi_e + \frac{\partial \chi_e}{\partial(\nabla T_e)} \nabla T_e^0 \quad (3.26)$$

En el caso más general de que  $\chi_e$  y  $D_e$  dependan también de  $n_e$  y  $\nabla n_e$ , se tendría:

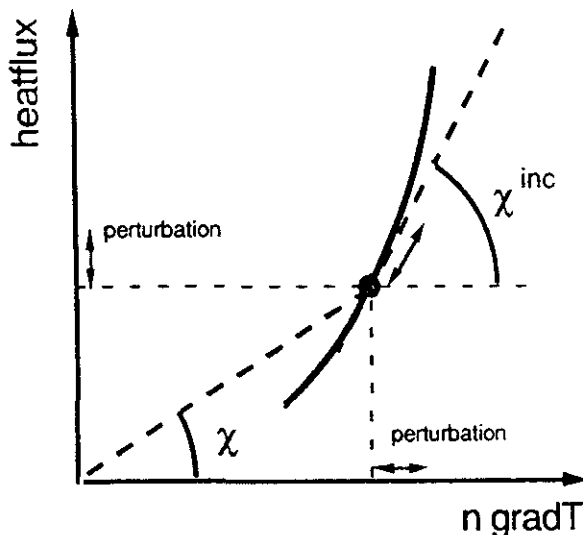
$$D_e^{inc} = - \left[ \frac{\partial \Gamma_e}{\partial(\nabla n_e)} \right] = D_e + \frac{\partial D_e}{\partial(\nabla n_e)} \nabla n_e^0 \quad (3.27)$$

mientras que la expresión (3.26) para  $\chi_e^{inc}$  sigue siendo válida.

Los coeficientes de difusión determinados perturbativamente, que podemos designar como  $\chi_e^{pert}$  y  $D_e^{pert}$ , están dados por tanto por los coeficientes de difusión incrementales  $\chi_e^{inc}$  y  $D_e^{inc}$ , que describen el aumento del flujo como consecuencia del aumento en el gradiente correspondiente, y pueden ser muy diferentes de los coeficientes calculados a partir de cálculos de balance partículas y potencia, que podemos designar por  $D_e^{bp}$  y  $\chi_e^{bp}$ :

$$D_e^{bp} = - \frac{\Gamma_e}{\nabla n_e} \quad (3.28)$$

$$\chi_e^{bp} = - \frac{q_e}{n_e \nabla T_e} \quad (3.29)$$



**Fig. 3.4:** Un balance de potencia en un plasma estacionario evalúa el flujo de calor y el gradiente de temperatura para producir la difusividad  $\chi$ . En un experimento perturbativo el flujo y el gradiente varían en torno a su valor de equilibrio, y así la difusividad incremental  $\chi^{inc}$  es obtenida [Lop-90].

Claramente,  $\chi_e^{pert}$  y  $D_e^{pert}$  serán distintas de  $\chi_e^{bp}$  y  $D_e^{bp}$  si  $\chi_e$  y  $D_e$  dependen de  $\nabla T_e$  o  $\nabla n_e$  respectivamente. Por ejemplo,  $\chi_e^{pert}$  será mayor que  $\chi_e^{bp}$  si el coeficiente de difusión  $\chi_e$  es una función creciente de  $\nabla T_e$ . Esta diferencia entre los valores deducidos de la difusividad de calor usando métodos perturbativos y cálculos de balance de potencia se ilustra en Fig. 3.4. Una gran variedad de métodos perturbativos son usados para evaluar los coeficientes de transporte. La mayor parte de ellos tienen como objetivo determinar los coeficientes de difusión de calor y densidad electrónica ( $\chi_e$  y  $D_e$ ), ya que son la temperatura y la densidad electrónica los parámetros del plasma para los que mejores sistemas de diagnóstico se encuentran disponibles con la suficiente resolución espacial y temporal. El progreso en las capacidades de diagnóstico de distintos parámetros del plasma está haciendo y hará posible el avance en otras áreas de los estudios de transporte en plasmas tokamak, como el transporte de impurezas o el transporte de calor iónico. A continuación revisaremos brevemente algunos de estos métodos:

1. Los primeros estudios perturbativos de transporte de calor en tokamaks estuvieron basados en medidas de la propagación hacia el borde del plasma de las *perturbaciones inducidas por un colapso diente de sierra* en la temperatura electrónica del plasma. El método fue empleado por primera vez en ORMAK [Cal-77, Sol-79], y desde entonces ha sido utilizado en un gran número de tokamaks. Más recientemente, medidas de la propagación de las perturbaciones de densidad producidas por los dientes de sierra han sido usadas para estudiar el transporte de partículas. El método se basa en el colapso diente de sierra para producir una perturbación de los perfiles de temperatura y densidad en la región central del plasma, que después se propaga difusivamente a través del perfil. La propagación de la perturbación en  $T_e$  es medida directamente mediante espectroscopía ECE (típicamente usando un policromador ECE) o indirectamente mediante una cámara de rayos X blandos. Las perturbaciones de densidad son medidas mediante interferometría y reflectometría.
2. Una técnica poderosa para estudiar el transporte en el plasma consiste en la *modulación de la potencia de calentamiento electrón-ciclotrón* (ECRH: *Electron Cyclotron Resonance Heating*) para producir una perturbación de la energía relativamente localizada. La deposición localizada de la energía es el resultado de la naturaleza resonante del proceso de absorción y del estrecho espectro de ondas emitido por las antenas. Este método presenta un cierto número de ventajas potenciales respecto a la técnica de los dientes de sierra. Estas incluyen el control sobre la amplitud, período, y localización del calentamiento; no tienen lugar cambios en la topología magnética debido a procesos de reconexión; no se producen bruscos gradientes en la frontera de la región de deposición, y finalmente, la perturbación está principalmente asociada con cambios en la temperatura. Una técnica con características similares consiste en la *modulación de la potencia de calentamiento ión-ciclotrón* (ICRH: *Ion Cyclotron Resonance Heating*), aunque la deposición de potencia sobre los electrones tiene lugar en este caso principalmente de forma indirecta, a través de las colisiones con una especie minoritaria de iones resonante con las ondas.

3. La *modulación de la inyección de gas* desde el borde del plasma es empleada para medir el coeficiente de difusión de partículas. El término fuente en la ecuación de transporte de la densidad es modulado en forma de pulsos de gas desde el borde del plasma o en forma sinusoidal. El primer caso corresponde a analizar la respuesta del sistema a un impulso, mientras que el segundo corresponde a un análisis de Fourier en el tiempo. En ambos, la perturbación debe mantenerse suficientemente pequeña para justificar un análisis lineal, y un promedio sobre muchos pulsos o períodos permite obtener buena precisión al medir la respuesta.
4. La *inyección de pellets* puede también usarse como técnica perturbativa, que produce simultáneamente perturbaciones en los perfiles de temperatura y densidad, a partir de cuya evolución pueden extraerse los coeficientes de difusión de calor y partículas. Pellets pequeños, que perturben débilmente el plasma, son necesarios para este tipo de análisis. Esta ha sido la técnica empleada en esta memoria para estudiar el transporte en el tokamak JET.

La evolución de las perturbaciones de la temperatura es generalmente simulada suponiendo que es esencialmente de carácter difusivo, determinada por la difusividad térmica  $\chi_e^{pert}$ . Frecuentemente, los valores deducidos de  $\chi_e^{pert}$  son mayores que los valores obtenidos de la difusividad de calor  $\chi_e^{bp}$  obtenidos a partir de cálculos de balance de potencia en estado estacionario. El transporte de partículas es habitualmente analizado usando un modelo para el flujo de partículas  $\Gamma_e$  que incluye un término difusivo caracterizado por la difusividad  $D_e^{pert}$  más un término convectivo  $n_e V$  anómalo sugerido por los gradientes finitos de densidad observados en la región central del plasma. La mayor parte de estos análisis tratan la evolución de la temperatura y la densidad como fenómenos independientes, que no ejercen influencia el uno sobre el otro. Más recientemente, sin embargo, se han realizado estudios de la evolución acoplada de la temperatura y densidad electrónica después de un colapso diente de sierra [Haa-91], y durante la modulación de la potencia ICRH [Rou-92]. Este tratamiento está basado en las ecuaciones linealizadas de transporte de partículas y energía; el transporte es caracterizado por una matriz  $2 \times 2$  cuyos coeficientes diagonales son las difusividades incrementales  $\chi_e^{inc}$  y  $D_e^{inc}$ , y cuyos coeficientes no diago-

nales describen el acoplamiento entre el transporte de calor y partículas. Los coeficientes de esta matriz son inferidos del análisis de la evolución acoplada de las perturbaciones de temperatura y densidad.

La gran variedad de métodos perturbativos empleados para analizar el transporte parecen, no obstante, converger en un mismo punto: el transporte es localmente difusivo [Lop-92]. Las respuestas a pequeñas perturbaciones, localizadas, en  $n_e$  y  $T_e$  han mostrado ser localmente de carácter difusivo. Los coeficientes de transporte son en términos generales los mismos para las diferentes perturbaciones y no dependen de la técnica de análisis.

Comprender el transporte, como hemos dicho anteriormente, se puede describir como identificar las relaciones entre los flujos y las fuerzas termodinámicas que los producen. Estas relaciones dependerán en general de parámetros del plasma tales como  $n_e$ ,  $\nabla n_e$ ,  $T_e$ ,  $\nabla T_e$ , y el problema es cómo determinar estas dependencias. Es de esperar que la comparación de los análisis de balance de flujo, en estado estacionario, con los análisis de tipo transitorio, permitan determinar si estas relaciones son lineales (o casi lineales) o fuertemente no lineales.

Como elementos clave de futuras investigaciones, los siguientes objetivos pueden identificarse [Lop-92]:

- usar ECRH de forma más extensiva para explorar el transporte de calor electrónico;
- desarrollar *sondas* precisas similares para transitorios localizados de  $n_e$  y (en particular) de  $T_i$ ;
- explorar el transporte local transitorio de impurezas (particularmente He);
- explorar el transporte perturbado en muchos parámetros del plasma simultáneamente, si es posible con una variación de variables adimensionales seleccionadas.



# Bibliografía

- [Bic-71] Bickerton, R.J., Connor, J.W., Taylor, J.B., *Nature* **229** (1971) 110.
- [Bra-65] Braginskii, S.I., en *Reviews of Plasma Physics* (Leontovich, M.A., Ed.), Vol. 1, Consultants Bureau, New York (1965) 205.
- [Cal-77] Callen, J.D., Jahns, G.L., *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 971.
- [Cal-87] Callen, J.D., Christiansen, J.P., Cordey, J.G., Thomas, P.R., Thomsen, K., *Nucl. Fusion* **27** (1987) 1857.
- [Cha-82] Chang, C.S., Hinton, F.L., *Phys. Fluids* **25** (1982) 1493.
- [Chr-92] Christiansen, J.P., Cordey, J.G., Thomsen, K., et al., *Nucl. Fusion* **32** (1992) 291.
- [Cop-81] Coppi, B., Sharky, N., *Nucl. Fusion* **21** (1981) 1363.
- [Cor-88] Cordey, J.G., Challis, C.D., Stubberfield, P., *Plasma Phys. Contr. Fusion* **30** (1988) 1625.
- [Fur-75] Furth, H.P., en *Fusion* (TELLER, E., Ed.), Vol. 1, Academic Press, New York (1981) 124; *Nucl. Fusion* **15** (1975) 487.
- [Gal-68] Galeev, A.A., Sagdeev, R.Z., *Sov. Phys.-JETP* **26** (1968) 233.
- [Haa-91] de Haas, J.C.M., O'Rourke, J., Sips, A.C.C., et al. *Nucl. Fusion* **31** (1991) 1261.
- [Hin-76] Hinton, F.L., Hazeltine, R.D., *Rev. Mod. Phys.* **48** (1976) 239.

- [Kad-79] Kadomtsev, B.B., Pogutse, O.P., en *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 7th Int. Conf. Vienna, 1978)*, Vol. 1, IAEA, Vienna (1979) 649.
- [Lop-90] Lopes Cardozo, N.J., de Haas, J.C.M., Hogeweyj, G.M.D., et al., *Plasma Phys. Controll. Fusion* **32(11)** (1990) 983.
- [Lop-92] Lopes Cardozo, N.J., Konings, J.A., Peters, M., *Nucl. Fusion* **32** (1992) 1671.
- [Miy-80] Miyamoto, K., *Plasma Physics for Nuclear Fusion*, The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, and London, England, 1980.
- [Rou-92] O'Rourke, J., Rimini, F., Start, D.F.H., Rep. **JET-P(91)47**, Jet Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire.
- [Sol-79] Soler, M., Callen, J.D., *Nucl. Fusion* **19** (1979) 703.
- [Wag-82] Wagner, F, et al., *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 1408.
- [War-70] Ware, A.A., *Phys. Rev. Lett.* **25** (1970) 15.

II

**Medida de Coeficientes de  
Transporte**



## Capítulo 4

# Transporte Electrónico en la Región Central del Plasma

En este capítulo se presenta la inyección de pequeños pellets en el plasma como método para el estudio del transporte de calor y densidad de electrones en la región interior del plasma en el tokamak JET.

La comprensión de los procesos transporte en plasmas termonucleares confinados magnéticamente constituye una de las tareas esenciales de la física tokamak. Un importante objetivo de estos estudios se puede resumir del siguiente modo: encontrar descripciones adecuadas para los flujos medidos de calor y partículas, e identificar los mecanismos subyacentes de transporte. Una gran variedad de modelos se han desarrollado para el transporte anómalo en tokamaks con predicciones específicas para el transporte electrónico de calor y densidad ( $\chi_e, D_e$ ), y las correlaciones entre ambos ( $\chi_e/D_e$ ). Esta razón ( $\chi_e/D_e$ ) provee un test más definitivo del mecanismo de transporte que el valor absoluto de las difusividades  $\chi_e$  y  $D_e$ , pues una de las mayores dificultades al predecir el transporte anómalo debido a una inestabilidad particular es estimar la amplitud de saturación para esa inestabilidad, lo que hace difícil la comparación de los valores predichos y medidos, mientras que la razón de las difusividades debería ser independiente del nivel de fluctuación. De este modo, medidas suficientemente precisas de las correlaciones son adecuadas para excluir algunos de los modelos propuestos. Para reducir las incertidumbres asociadas a la variación espacial de los coeficientes de transporte y a los cambios en las condiciones del plasma

para descargas diferentes, es necesario determinar dichos coeficientes simultáneamente en la misma región espacial del plasma. Experimentos estáticos implicando análisis en estado estacionario para la determinación de las correlaciones han sido inconclusivos, y métodos transitorios que no perturben fuertemente el plasma son necesarios. La medida de las perturbaciones causadas por la inyección de un pequeño pellet en un plasma estacionario se presenta como una técnica adecuada para la determinación de los coeficientes de transporte electrónico de calor y densidad satisfaciendo los requerimientos anteriores [Gon-88a, Gon-88b, Che-89].

En la sección 4.1 de este capítulo los efectos de la inyección del pellet sobre los perfiles electrónicos de temperatura y densidad son revisados, la idoneidad del método para estudios de transporte electrónico es discutida, y las ecuaciones básicas de transporte así como la geometría de las superficies magnéticas usada en el análisis son dadas. La medida de los perfiles electrónicos de temperatura y densidad al entrar el pellet en el plasma y su posterior evolución temporal así como medidas auxiliares relativas a la penetración y deposición del pellet en el plasma son discutidas en la sección 4.2. En la sección 4.3 se presentan los métodos usados y los resultados obtenidos en la determinación de las difusividades electrónicas de calor y densidad. Los resultados son entonces comparados con otros experimentos perturbativos en JET (sección 4.4). Finalmente, en la sección 4.5 se hace un resumen y una discusión del capítulo.

## 4.1 Descripción. Ecuaciones y Geometría

En esta sección se describen los cambios inducidos por el pellet en los perfiles de temperatura y densidad electrónica; la adecuabilidad del método para estudios de transporte electrónico será discutida. En orden a calcular los coeficientes de transporte se darán las ecuaciones de conservación del número de electrones y de la energía. Como se indicó en la sección 3.3.3, los coeficientes de transporte inferidos de estudios perturbativos, como el usado en este capítulo, pueden diferir de los derivados en un análisis en estado estacionario.

Dada la geometría de un tokamak, se describirán las suposiciones

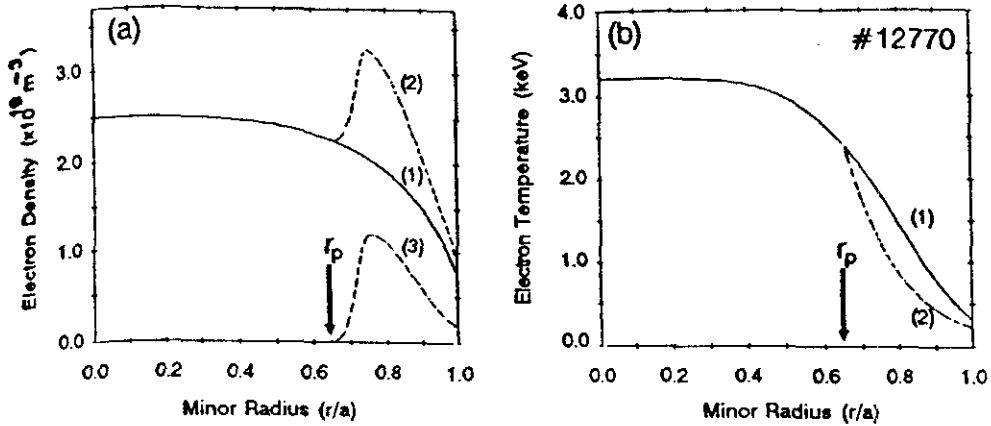


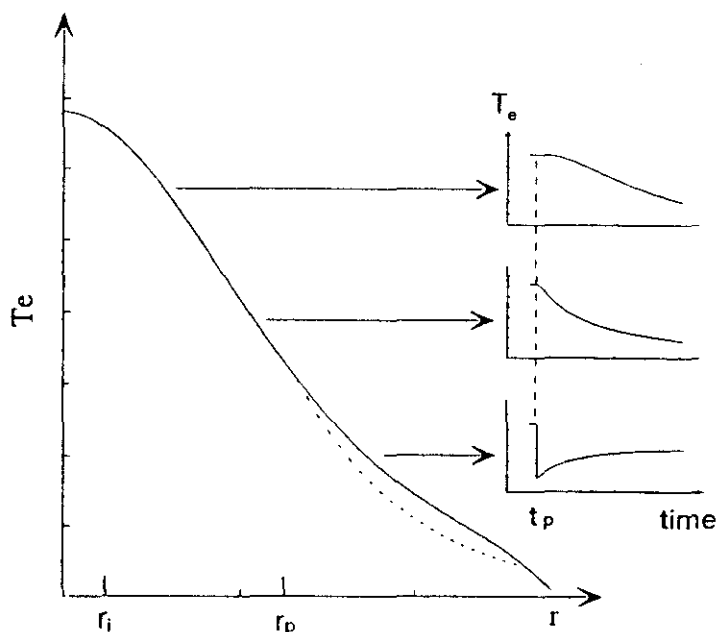
Fig. 4.1: a) Perfil de densidad electrónica previa al pellet (1), perfil de deposición del pellet en el plasma (3), y perfil perturbado de densidad justo después de la penetración del pellet (2); b) Perfil de temperatura electrónica previa al pellet (1), y perfil perturbado de temperatura justo después del pellet.

usadas para reducir el número de variables espaciales en las ecuaciones de transporte. Una descripción simplificada de la geometría de las superficies de flujo magnético en coordenadas cilíndricas será usada en el análisis.

#### 4.1.1 Descripción. Idoneidad del Método

En Fig. 4.1 se muestran los efectos de la inyección de un pellet, que penetra superficialmente en el plasma, sobre los perfiles de temperatura y densidad electrónica. En un tiempo típicamente menor que un milisegundo en JET la evaporación del pellet produce simultáneamente perfiles perturbados de temperatura y densidad en la región comprendida entre el borde del plasma y el radio de penetración del pellet ( $r_p$ ). Dentro del radio de penetración, si el pellet no penetra más allá del radio de inversión de los dientes de sierra ( $r_i$ )<sup>1</sup>, los perfiles no son in-

<sup>1</sup>Recordemos que si  $r_p < r_i$  entonces una propagación casi instantánea de un frente frío de temperatura, que viaja más rápidamente que el pellet, tiene lugar para  $r < r_i$ . Este no será el caso considerado en este capítulo en el que únicamente se



**Fig. 4.2:** Ejemplo de perfil de temperatura electrónica inmediatamente anterior (línea continua) y posterior (línea a trazos) a la penetración del pellet. Dentro del radio de penetración ( $r_p$ ) la temperatura muestra una lenta respuesta a los cambios introducidos en la región  $r > r_p$ ;  $t_p$  es el instante en que el pellet es inyectado en el plasma.

mediatamente afectados por el pellet, pero la relajación posterior de la temperatura y densidad da lugar a la propagación de las perturbaciones hacia el centro del plasma (Fig. 4.2). El análisis de la relajación de los perfiles perturbados de temperatura y densidad, que tiene lugar en una escala temporal uno o dos órdenes de magnitud mayor que la del proceso de ablación, puede usarse para estudiar los procesos de transporte de calor y densidad en el plasma.

La inyección de pequeños pellets en un plasma estacionario, que penetren superficialmente y no perturben fuertemente el plasma, resulta especialmente idóneo para estudios de transporte porque:

- al inducir sólo pequeños cambios en el plasma se puede considerar estudiarán pellets que penetran superficialmente en el plasma, para los que  $r_i < r_p$ .

que las propiedades de transporte del mismo no han cambiado a causa del pellet. Simplificaciones pueden introducirse en las ecuaciones de transporte que facilitan los cálculos y reducen los errores.

- al penetrar superficialmente, sólo una pequeña región del plasma es perturbada directamente por el pellet, y el análisis de la propagación de las perturbaciones en las regiones no afectadas durante el proceso de ablación resulta particularmente significativo de las propiedades de transporte del plasma estacionario.
- como se ha mostrado, perturbaciones de los perfiles de temperatura y densidad se producen al mismo tiempo y en la misma región espacial, lo que permite la medida simultánea del transporte de calor y densidad y, de este modo, de las correlaciones entre ambos.
- previas investigaciones [Che-86,87] han mostrado que la propagación radial de las perturbaciones de temperatura y densidad electrónica generadas por el pellet pueden ser representativas de las propiedades de transporte del plasma estacionario. En particular, no existe evidencia en JET de un frente de baja temperatura electrónica viajando más rápido que el pellet como ha sido observado en otros tokamaks (ALCATOR, TFR) que sugiera una difusividad térmica electrónica incrementada a consecuencia de la inyección del pellet. Sólo cuando el pellet alcanza el radio de inversión ( $r_i$ ) de los dientes de sierra se observa una rápida equalización de la temperatura electrónica en la región central del plasma ( $r < r_i$ ). Pellets penetrando superficialmente en el plasma ( $r_p > r_i$ ), como los usados en estos estudios, no muestran signo alguno de tal anómala propagación de la temperatura.

La medida de la propagación de las perturbaciones de la temperatura y densidad electrónica en el interior del plasma, en la región  $r < r_p$ , será usada para inferir los valores de las difusividades electrónicas de calor y densidad ( $\chi_e, D_e$ ), y de las correlaciones entre ambas ( $\chi_e/D_e$ ).

Los pellets más pequeños disponibles en JET son usados en estos experimentos: pellets cilíndricos de deuterio de 2.7 mm de diámetro

( $\sim 9 \times 10^{20}$  átomos) inyectados con una velocidad promedio de 1.3 Km/s. No siempre, sin embargo, el resultado del experimento es adecuado para este tipo de análisis, y cuidado debe tomarse de que se cumplan ciertos requisitos básicos:

- la penetración del pellet y las perturbaciones introducidas deben ser suficientemente pequeñas, lo que viene determinado por diversos factores como los perfiles de temperatura y densidad electrónica del plasma en que el pellet es inyectado, calentamiento adicional del plasma, velocidad del pellet, o circunstancias aleatorias como posibles fracturas del pellet antes de entrar en el plasma. Idealmente  $0.4 \leq r_p/a \leq 0.8$ , donde  $a$  es el radio menor del plasma, y en cualquier caso  $r_p$  debe ser mayor que  $r_i$ .
- medidas con la adecuada resolución espacial y temporal han de estar disponibles para el diagnóstico de la propagación de las perturbaciones en la región  $r < r_p$ .
- el plasma en que el pellet es inyectado debe ser suficientemente estacionario: ningún otro fenómeno transitorio (por ejemplo, actividad diente de sierra) debe interferir con la propagación de las perturbaciones inducidas por el pellet haciendo el análisis difícil o imposible, y por tanto la determinación de los coeficientes de transporte.

Finalmente, medidas de la propagación de las perturbaciones de temperatura y densidad electrónica hacia el borde del plasma para análisis del transporte electrónico en esta región del plasma, y de la evolución de la temperatura iónica para determinación del transporte de calor iónico son también posibles, pero resultan más difíciles de obtener e interpretar, y serán descritas en el capítulo siguiente.

#### 4.1.2 Ecuaciones Básicas de Transporte

La evolución de los perfiles de temperatura y densidad electrónica se describirá mediante las ecuaciones de transporte del fluido electrónico:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_e = S_e \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} n_e T_e \right) + \nabla \cdot \left( \frac{3}{2} T_e \vec{\Gamma}_e \right) + n_e T_e \nabla \cdot \left( \frac{\vec{\Gamma}_e}{n_e} \right) + \nabla \cdot \vec{q}_e = Q_e \quad (4.2)$$

$\vec{\Gamma}_e$  y  $\vec{q}_e$  designan el flujo de partículas y el flujo conductivo de calor respectivamente; el segundo término en la ecuación (4.2) representa un flujo convectivo de calor debido al flujo de electrones, y el tercero representa un cambio de energía debido a compresión o descompresión del plasma. Las fuentes y sumideros de electrones y de calor vienen representados por  $S_e$  y  $Q_e$  respectivamente.

Los flujos de partículas y de calor pueden escribirse de modo general como:

$$\vec{\Gamma}_e = -D_e \nabla n_e \quad (4.3)$$

$$\vec{q}_e = -n_e \chi_e \nabla T_e \quad (4.4)$$

La representación dada por las ecuaciones (4.3) y (4.4) es general dado que incluye posibles dependencias de los coeficientes  $\chi_e$  y  $D_e$  de los parámetros locales del plasma ( $n_e$ ,  $\nabla n_e$ ,  $T_e$ ,  $\nabla T_e$ ): por ejemplo, un flujo convectivo o *pinch* de electrones de la forma  $\Gamma_p = n_e V_p$ , añadido al flujo difusivo de electrones, vendrá representado por un coeficiente de difusión de la forma  $D_e = D_e^{\text{conduct}} + n_e V_p / \nabla n_e$ . En el capítulo anterior se describió cómo estas dependencias podrían explicar las diferencias observadas en varios tokamaks (JET, TFTR, ...) entre los valores del coeficiente de difusión de calor inferidos métodos perturbativos y mediante cálculos de balance de potencia.

En JET el transporte de calor y densidad de electrones ha sido descrito por expresiones de los flujos  $\vec{q}_e$  y  $\vec{\Gamma}_e$  que incluyen de forma explícita la presencia de términos no difusivos [Cal-87, Gon-85]:

$$\vec{q}_e = -n_e \chi_e \nabla T_e + \vec{q}_p; \quad \vec{\Gamma}_e = -D_e \nabla n_e + \vec{\Gamma}_p \quad (4.5)$$

donde  $\vec{q}_p$  y  $\vec{\Gamma}_p$  son los denominados flujos *pinch*.  $\vec{\Gamma}_p$  representa una convección de electrones hacia el interior del plasma usada para explicar los gradientes finitos de densidad electrónica observados en el centro del plasma donde la fuente de electrones  $S_e$  se supone nula; el *pinch* de calor  $\vec{q}_p$  constituye un posible mecanismo para explicar las discrepancias entre la difusividad térmica obtenida usando técnicas perturbativas y la determinada mediante balance de energía en estado estacionario, y

es consistente con la ley lineal observada en JET para la variación de la energía del plasma con la potencia. Esta descripción de los flujos de calor y partículas no excluye, sin embargo, dependencias explícitas de las difusividades  $\chi_e$  y  $D_e$  de los parámetros del plasma, y será usada en el análisis de la propagación de las perturbaciones inducidas por la inyección de un pellet en el plasma.

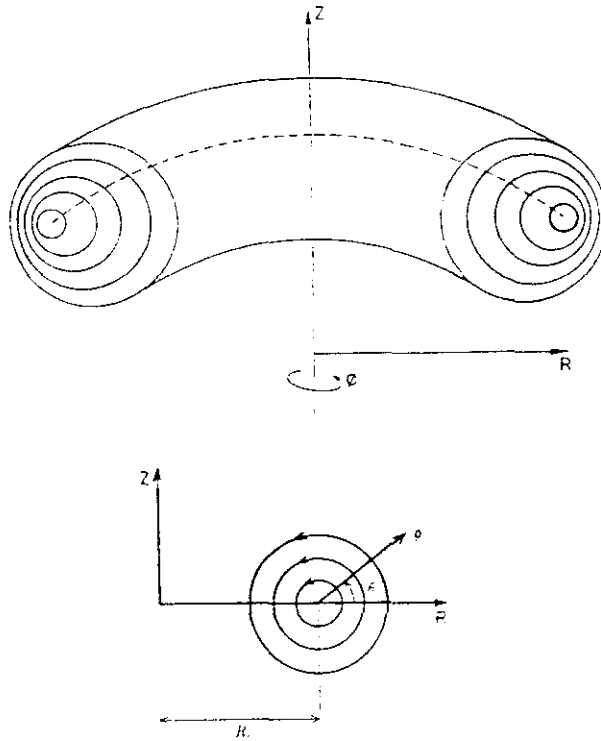
Por último, la simulación de la evolución del perfil de temperatura electrónica requiere en principio resolver el conjunto completo de ecuaciones de transporte para los electrones y los iones. Sin embargo, las pequeñas perturbaciones introducidas por el pellet permitirán desprestigiar los cambios en las fuentes electrónicas de calor, y la lenta evolución observada de la densidad tras la inyección del pellet permitirá mantener a ésta constante durante la evolución de la temperatura en la ecuación (4.2). Usando estas aproximaciones es posible desacoplar la evolución de la temperatura electrónica de la evolución de la densidad y la temperatura iónica con lo que el problema es notablemente simplificado.

### 4.1.3 Geometría

Las ecuaciones de transporte para la densidad y la energía electrónica (4.1) y (4.2) son válidas para una geometría arbitraria. Un conjunto de simplificaciones pueden realizarse que reducen el problema a una dimensión espacial y temporal.

En una geometría toroidal como la de un plasma tokamak las superficies magnéticas de flujo son invariantes bajo rotaciones alrededor del eje principal del toro (Fig. 4.3). Esto permite caracterizar la geometría magnética sólo mediante dos coordenadas que definen la sección poloidal del plasma. En JET, esta sección poloidal tiene forma de D. Las superficies magnéticas pueden describirse mediante una coordenada *radial*  $\rho$ , distintiva de la superficie, y una variable de *ángulo poloidal*  $\theta$ . Ambas variables pueden expresarse en función de las coordenadas  $R$  y  $Z$  ( $R$ : radio mayor,  $Z$ : altura sobre/debajo del plano medio del tokamak):  $\rho(R, Z)$ ,  $\theta(R, Z)$ . Inversamente,  $R$  y  $Z$  pueden expresarse en función de estas variables:  $R(\rho, \theta)$ ,  $Z(\rho, \theta)$ . Por ejemplo, en la representación de Lao-Hirshman-Wieland [Lao-81]:

$$R(\rho, \theta) = R_0(\rho) + a\rho\cos\theta + R_2(\rho)\cos 2\theta$$



**Fig. 4.3:** Geometría axisimétrica de un plasma tokamak. La geometría magnética puede describirse mediante dos coordenadas  $(R, Z)$ . Un sistema de coordenadas más simple  $(\rho, \theta)$  es generalmente usado, en el que cada superficie viene definida por un valor constante de  $\rho$ .

$$Z(\rho, \theta) = E(\rho)a\rho\text{sen}\theta - E(\rho)R_2(\rho)\text{sen}2\theta \quad (4.6)$$

donde  $R_0(\rho)$  designa el eje de las superficies de flujo,  $E(\rho)$  es la elipticidad de la superficie  $\rho$  y  $R_2(\rho)$  es una medida la deformación triangular de las elipses para dar la forma de D.

La descripción de la geometría en términos de las coordenadas  $\rho$  y  $\theta$  permite caracterizar de forma simple cada superficie magnética por un valor constante de  $\rho$ . De este modo, toda cantidad de superficie  $g$  será función de una única variable:  $g = g(\rho)$ .

Como se demostrará, la suposición de que el transporte a lo largo de las líneas de campo magnético es mucho mayor que el transporte perpendicular a las líneas de campo permitirá considerar con buena

aproximación a la temperatura y la densidad electrónica como cantidades de superficie.

La teoría clásica [Bra-65] predice para las difusividades electrónicas de calor paralela y perpendicular a las líneas de campo una relación dada por  $\chi_{\parallel e}/\chi_{\perp e} \sim (\omega_e \tau_e)^2$ , donde  $\omega_e$  es la frecuencia ciclotrónica de los electrones ( $\omega_e = eB/m_e$ ) y  $\tau_e$  es el tiempo de colisión electrónico de Braginskii ( $\tau_e(s) = 3.44 \times 10^5 \frac{T_e^{3/2}(eV)}{n_e(cm^{-3}) \ln \Lambda}$ ;  $\ln \Lambda$  es el logaritmo de Coulomb). Por ejemplo, para  $T_e = 3 \text{ keV}$ ,  $n_e (\times 10^{13} \text{ cm}^{-3}) = 3$  y  $B = 2.8 \text{ T}$ , condiciones típicas que pueden encontrarse en un plasma en JET, se tiene  $\chi_{\parallel e}/\chi_{\perp e} \approx 5 \times 10^{14}$ . La teoría neoclásica predice coeficientes de transporte perpendicular uno o dos órdenes de magnitud mayores que la teoría clásica, y el transporte perpendicular anómalo experimentalmente observado es también uno o dos órdenes de magnitud mayor que las predicciones neoclásicas. Esto significa que, suponiendo que el transporte paralelo se comporta clásicamente,  $\chi_{\parallel e}/\chi_{\perp e}$  puede reducirse a valores del orden de  $\sim 10^{10}$ . De este modo, resulta apropiado suponer  $\chi_{\parallel e} \gg \chi_{\perp e}$ .

Consideremos ahora la ecuación de difusión de calor en un plasma de geometría cilíndrica, y supongamos por simplicidad que la difusividad térmica y la densidad son constantes y que no hay fuentes:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial T_e}{\partial t} = \chi_{\perp e} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial T_e}{\partial r} + \chi_{\parallel e} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T_e}{\partial \theta^2} \quad (4.7)$$

Puede verse que si  $\chi_{\parallel e} \gg \chi_{\perp e}$ , cualquier posible perturbación de la temperatura en la dirección  $\theta$  desaparecerá rápidamente en comparación a las perturbaciones radiales; la difusión radial realmente empieza cuando las dependencias en  $\theta$  han decaído prácticamente a cero. Cualquier perturbación de la temperatura es prácticamente poloidalmente simétrica y el segundo término en (4.7) puede despreciarse. El análisis de la propagación radial de las perturbaciones permitirá obtener el valor de  $\chi_{\perp e}$ .

El mismo razonamiento usado para el caso cilíndrico es aplicable al caso toroidal en tanto que  $\chi_{\parallel e} \gg \chi_{\perp e}$ . Igualmente, puede aplicarse a la difusión de partículas mientras  $D_{\parallel e} \gg D_{\perp e}$ .

Por tanto, debido al gran transporte de calor y partículas a lo largo de las líneas de campo magnético, la temperatura y la densidad se pueden considerar constantes sobre una superficie de flujo: la temperatura y la densidad serán funciones de una única variable  $\rho$  característica

de las superficies magnéticas  $(T_e(\rho), n_e(\rho))$ .

Los flujos de calor y de electrones  $(\vec{q}_e, \vec{\Gamma}_e)$  son, sin embargo, proporcionales a los gradientes de temperatura y densidad respectivamente. Esto implica que en general, a menos que las superficies de flujo sean equidistantes, los flujos de calor y de partículas dependen de la variable  $\theta$ . El hecho de que la temperatura y densidad se puedan considerar constantes sobre las superficies magnéticas sugiere promediar las ecuaciones de transporte sobre las superficies de flujo. El promedio de la divergencia de los flujos sobre una superficie magnética se puede expresar [Hir-81, Wee-88]:

$$\begin{aligned} \langle \nabla \cdot \vec{F} \rangle &= \lim_{\delta V \rightarrow 0} \frac{\int_V^{V+\delta V} (\nabla \cdot \vec{F}) d^3x}{\int_V^{V+\delta V} d^3x} \\ &= \frac{\int_0^{2\pi} (\nabla \cdot \vec{F}) R(\rho, \theta) \tau(\rho, \theta) d\theta}{\int_0^{2\pi} R(\rho, \theta) \tau(\rho, \theta) d\theta} \\ &= \frac{1}{V'} \frac{d}{d\rho} V' \langle \vec{F} \cdot \nabla \rho \rangle \end{aligned} \quad (4.8)$$

donde  $\tau(\rho, \theta) = \frac{\partial R}{\partial \rho} \Big|_{\theta} \frac{\partial Z}{\partial \theta} \Big|_{\rho} - \frac{\partial R}{\partial \theta} \Big|_{\rho} \frac{\partial Z}{\partial \rho} \Big|_{\theta}$ , y  $V' = \frac{dV}{d\rho}$  donde  $V(\rho)$  designa el volumen encerrado por la superficie  $\rho$ .  $\vec{F}$  representa el flujo considerado de calor o de partículas. El promedio  $\langle \rangle$  así definido representa la integral de volumen de la cantidad considerada entre las superficies de flujo  $\rho$  y  $\rho + d\rho$  dividido por el volumen encerrado por estas superficies cuando  $d\rho \rightarrow 0$ .

De este modo, el número de coordenadas en las ecuaciones de transporte queda reducido a una variable temporal y una variable espacial  $\rho$ , y las ecuaciones podrán escribirse de forma general:

$$\frac{\partial g}{\partial t} = \frac{1}{V'} \frac{d}{d\rho} V' \langle \vec{F} \cdot \nabla \rho \rangle + \langle S \rangle \quad (4.9)$$

La cantidad  $g(\rho)$  representa la variable de estado ( $\frac{3}{2}n_e T_e$  ó  $n_e$ ), y  $\vec{F}$  el flujo correspondiente  $(\vec{q}_e, \vec{\Gamma}_e)$ ;  $\langle S \rangle$  incluye las fuentes y sumideros en la ecuación de transporte.

La solución de las ecuaciones de transporte dadas por (4.9) exige en cualquier caso conocer la geometría completa de las superficies magnéticas  $(R(\rho, \theta), Z(\rho, \theta))$ . En los análisis presentados posteriormente, sin

embargo, las ecuaciones serán resueltas en una geometría cilíndrica simple. La configuración magnética del JET será sustituida por un plasma cilíndrico equivalente con superficies de flujo circulares, centrado en el eje magnético ( $R_m$ ) y con un radio menor equivalente dado por  $a_c = a_g \sqrt{e}$  que conserva el área de la sección poloidal del plasma ( $e$  es la elongación del plasma y  $a_g$  el radio menor geométrico horizontal). La resolución de las ecuaciones de transporte en esta geometría resulta particularmente sencilla, y los resultados y conclusiones inferidas no se ven seriamente afectados por las simplificaciones introducidas. El uso de la geometría completa del equilibrio magnético constituye un refinamiento adicional [Lop-90a].

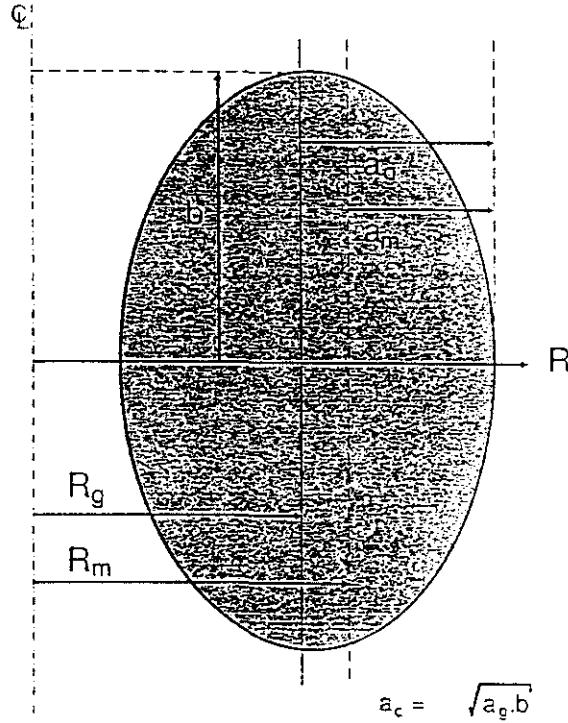
La transformación que lleva de la geometría real a la geometría cilíndrica define el radio menor cilíndrico equivalente ( $r_c$ )<sup>2</sup> para una superficie magnética de radio mayor  $R$  sobre el plano medio ( $Z=0$ ) y  $R > R_m$ :

$$r_c = a_c \frac{R - R_m}{R_l - R_m} \quad (4.10)$$

$R_l$  ( $R_l > R_m$ ) designa el radio mayor sobre el plano medio de la última superficie cerrada del plasma y viene dado por  $R_l = R_g + a_g$  donde  $R_g$  es el radio mayor geométrico del plasma (el centro del plasma) y  $a_g$ , como ya se indicó, el radio menor geométrico (la anchura del plasma). En Fig. 4.4 se representa una sección poloidal, idealmente elíptica, del plasma en JET; los datos geométricos necesarios para realizar la transformación al plasma cilíndrico equivalente son mostrados. Estos datos son obtenidos del código de equilibrio magnético IDENTC [Laz-88] usado en JET.

En geometría cilíndrica  $\rho = r_c$  de modo que toda cantidad de superficie es función de  $r_c$ . Los perfiles de temperatura y densidad electrónica en esta geometría ( $T_e(r_c), n_e(r_c)$ ) se obtendrán a partir de los perfiles  $T_e(R), n_e(R)$  sobre el plano medio del plasma usando (4.10). La expresión para  $\langle \nabla \cdot \vec{F} \rangle$  se obtiene de forma simple a partir de (4.8) sin más que considerar  $V = (2\pi R_m)(\pi r_c^2)$ , y lleva a la conocida expresión

<sup>2</sup>Mientras no se especifique lo contrario  $r_c$  designará el radio menor de las superficies circulares del plasma cilíndrico equivalente, en tanto que  $r$  será el radio menor de las superficies magnéticas dado por  $r = R - R_m$ . Igualmente  $a_c$  será el radio menor del plasma cilíndrico equivalente y  $a$  el radio menor del plasma  $a = R_l - R_g$ .



**Fig. 4.4:** Sección poloidal idealmente elíptica del plasma en JET.  $R_m$  es el radio mayor del eje magnético,  $R_g$  es el radio mayor geométrico del plasma,  $a_m$  es el radio menor magnético,  $a_g$  es el radio menor geométrico horizontal y  $b$  el radio menor geométrico vertical;  $a_c$  es el radio menor efectivo del plasma circular equivalente. Los radios menores usados en los cálculos corresponden al radio circular equivalente  $r_c$ .

para la divergencia de un flujo en geometría cilíndrica:

$$\langle \nabla \cdot \vec{F} \rangle = \nabla \cdot \vec{F}(r_c) = \frac{1}{r_c} \frac{\partial}{\partial r_c} r_c F(r_c) \quad (4.11)$$

## 4.2 Medidas Experimentales

En esta sección se presentarán las técnicas utilizadas para medir la evolución temporal de la temperatura y densidad electrónica después de la inyección del pellet. La medida de los perfiles de equilibrio de temperatura y densidad electrónica previos al pellet y de los perfiles

perturbados por la deposición del pellet en el plasma será también descrita; estos perfiles, como se describirá en la sección siguiente, serán necesarios para la simulación de la evolución observada de la temperatura y densidad. Por último, medidas auxiliares relativas a la penetración y deposición del pellet en el plasma serán presentadas.

## 4.2.1 Medidas de la Temperatura Electrónica

### Evolución de la Temperatura

La evolución de la temperatura electrónica siguiendo la inyección de un pellet en el plasma es medida usando un policromador ECE de 12 canales [Tub-85], que mide la emisión ciclotrónica de los electrones (segundo armónico, modo extraordinario) en 12 posiciones radiales a lo largo de una línea de visión en el plano medio del plasma. Para el tipo de descargas consideradas en este capítulo, el plasma puede considerarse en equilibrio térmico de modo que la emisión es proporcional a la temperatura.

Los 12 canales cubren una región radial de 60-80 cm, y su resolución espacial es de unos 5 cm a lo largo de la línea de visión. El tiempo de muestreo del diagnóstico es típicamente 300  $\mu$ s lo que permite medir la evolución de la temperatura con la adecuada resolución temporal. El nivel de ruido depende del campo toroidal; a un campo toroidal de 3 T y una frecuencia de emisión de 170 GHz, la temperatura típica equivalente de ruido es de 30 eV a una anchura de banda eléctrica de 10 KHz. El nivel normal de precisión de las medidas es de un 10 %.

El instrumento es calibrado con un interferómetro de Michelson [Cos-85a]. En cada una de las descargas analizadas la consistencia de las medidas del policromador ha sido comprobada, comparándolas con los resultados del interferómetro de Michelson que mide el espectro completo de ECE y hace posible deducir perfiles de temperatura electrónica en una región  $R=2.8 \rightarrow 4.1$  m con una moderada resolución temporal de  $\approx 15$  ms. Las temperaturas así obtenidas son además comparadas en diversos instantes durante la descarga con las medidas del sistema LIDAR de *scattering* Thomson [Sal-88] que mide los perfiles de temperatura electrónica con una resolución de 1.2 ó 2.0 segundos; los resultados suelen estar de acuerdo dentro de un 10 % [Cos-85b, Tan-92].

La localización radial de los puntos de emisión es determinada haciendo uso de la simple relación  $f_{ce} = n \frac{eB(R)}{m_e}$  donde  $f_{ce}$  (en Hz) es la frecuencia de emisión,  $n = 2$  (segundo armónico) y  $B(R)$  es el campo magnético total en el radio mayor  $R$  sobre el plano medio del plasma. La información sobre  $B(R)$  es obtenida mediante el código de equilibrio magnético IDENTC, permitiendo así la determinación del radio  $R$  de emisión.

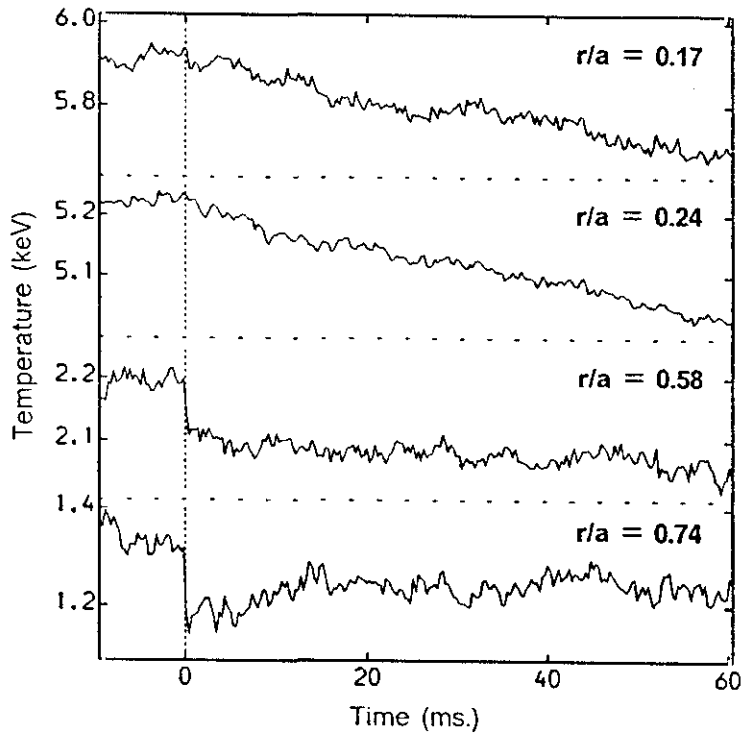
El rango de frecuencias del policromador en estos experimentos es seleccionado de forma que un número suficiente de canales esté disponible tanto en la región interior al radio de penetración ( $r < r_p$ ) como en la región exterior al mismo. Típicamente la evolución de la temperatura es analizada en 2-5 posiciones sobre el plano medio dentro del radio de penetración; la simulación de los cambios observados de la temperatura en estos canales durante un intervalo de tiempo significativo ( $\approx 50 - 100ms$ ) permite obtener el coeficiente de transporte de calor  $\chi_e$ . En la figura 4.5 se da un ejemplo de la evolución medida de la temperatura después de la inyección del pellet en canales situados dentro y fuera del radio de penetración.

### Perfiles Pre-pellet y Post-pellet

Esta selección de las posiciones radiales hace posible en general cubrir una amplia región del perfil de temperatura,  $R \approx 3.1-3.9$  m, sobre el radio mayor  $R$  del plasma<sup>3</sup>, lo que permite usar estas medidas para obtener el perfil de equilibrio de temperatura electrónica previo al pellet (perfil pre-pellet,  $T_e^0(r)$ ) así como el perfil perturbado posterior (perfil post-pellet,  $T_e^1(r)$ ). Estos perfiles como se mostrará en la sección 4.3 son usados al resolver la ecuación de transporte de calor para determinar la difusividad de calor electrónica  $\chi_e$ .

El perfil de equilibrio previo a la inyección del pellet ( $T_e^0(r)$ ) es obtenido mediante un ajuste de las medidas del policromador en un instante inmediatamente anterior al pellet, a una función polinómica o exponencial (del tipo  $T_e^0(r) \propto \exp(-(\frac{r}{a})^\beta)$ ). Este perfil así determinado debe coincidir, dentro de las incertidumbres experimentales, con el me-

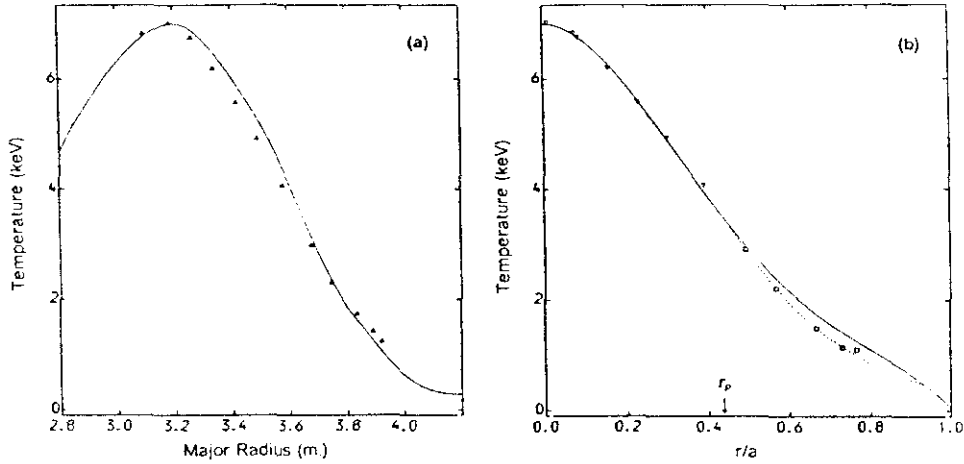
<sup>3</sup>Fijarse en que la posición del eje magnético suele corresponder a  $R \approx 3.1$  m, mientras que para la última superficie magnética cerrada, en el lado externo del plasma  $R \approx 4.1$  m.



**Fig. 4.5:** Medida de la evolución de la temperatura en varios radios ( $r/a$ ) después de la inyección de un pellet de 2.7 mm. Una caída instantánea de la temperatura tiene lugar en los radios alcanzados por el pellet mientras que una lenta respuesta es observada para  $r < r_p$  ( $r_p/a \approx 0.47$ ). La línea a trazos indica el instante en que el pellet es inyectado en el plasma ( $t=0$ ).

dido usando el interferómetro de Michelson (Fig. 4.6 a).

La alta resolución temporal del sistema permite observar la respuesta casi instantánea de la temperatura (ver Fig. 4.5) en las posiciones radiales alcanzadas por el pellet cuando éste penetra en el plasma. El perfil perturbado de temperatura justo después del pellet ( $T_e^1(r)$ ) en la región  $r_p < r < a$  es así determinado usando estas medidas. En el interior del plasma ( $0 < r < r_p$ ) la temperatura no es afectada de forma inmediata (excepto cuando  $r_p < r_i$  que no es el caso de los pequeños pellets usados en estos análisis) y el perfil post-pellet es igual al del equilibrio pre-pellet (Fig. 4.6 b). La determinación de  $r_p$  es así necesaria



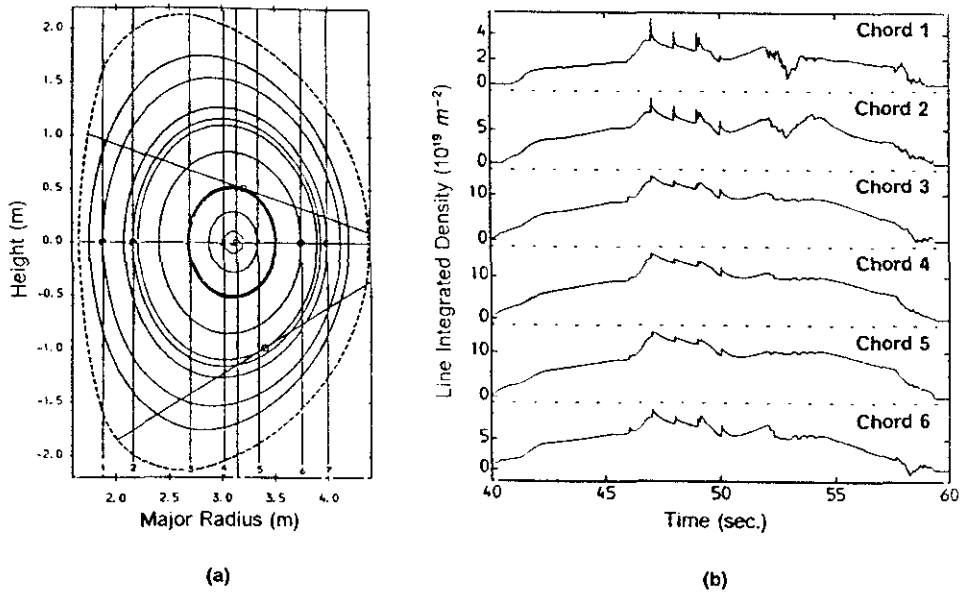
**Fig. 4.6:** a) Comparación del perfil de equilibrio de temperatura usando el interferómetro de Michelson con las medidas del policromador (triángulos) 10 ms antes del pellet. b) Perfil de equilibrio pre-pellet de temperatura electrónica (línea continua), y perfil post-pellet (línea a trazos) obtenidos usando el policromador para la misma descarga que en (a). Los triángulos designan las medidas del policromador dentro de  $r_p$ , y los cuadrados las medidas para  $r > r_p$  después de que el pellet ha entrado en el plasma.

para construir  $T_e^1(r)$ ; las medidas del policromador permiten definir entre qué dos canales se halla el radio de penetración, observando el último canal en el que se produce una brusca caída de la temperatura cuando se inyecta el pellet y el primer canal en que una suave evolución de la temperatura tiene lugar. Medidas más precisas son posibles cuando los diagnósticos adecuados están disponibles (emisión de rayos-X blandos, emisión  $D_\alpha$ ) como se describirá más adelante.

## 4.2.2 Medidas de la Densidad Electrónica

### Evolución de la Densidad

La evolución de la densidad electrónica después de la inyección del pellet es medida usando un interferómetro de infrarrojo lejano de una longitud de onda de  $195 \mu\text{m}$  [Ver-83]. Este sistema mide la densidad integrada de línea  $\int n_e dl$  a lo largo de seis cuerdas verticales a través de



**Fig. 4.7:** a) Sección poloidal del plasma en JET con un ejemplo de las superficies magnéticas tangentes a las cuerdas del interferómetro. Las líneas verticales numeradas de 1-6 corresponden a las seis cuerdas del interferómetro. Los canales inclinados y los canales verticales restantes no son usados actualmente. La línea de rayas representa la vasija del JET. b) Ejemplo de evolución de la densidad integrada de línea en las seis cuerdas del interferómetro después de reconstrucción de traza. Los saltos observados en  $\int n_e dl$  entre 45 y 50 segundos corresponden a la inyección de pequeños pellets en el plasma.

una sección poloidal del plasma en JET (Fig. 4.7 a). Esta información puede usarse para obtener los perfiles radiales de densidad mediante una rutina de inversión Abel.

El nivel normal de precisión de los datos de densidad integrada de línea es del 1 %, y está determinado por la resolución de la medida de fase del aparato que corresponde a  $5 \times 10^{17} m^{-2}$ .

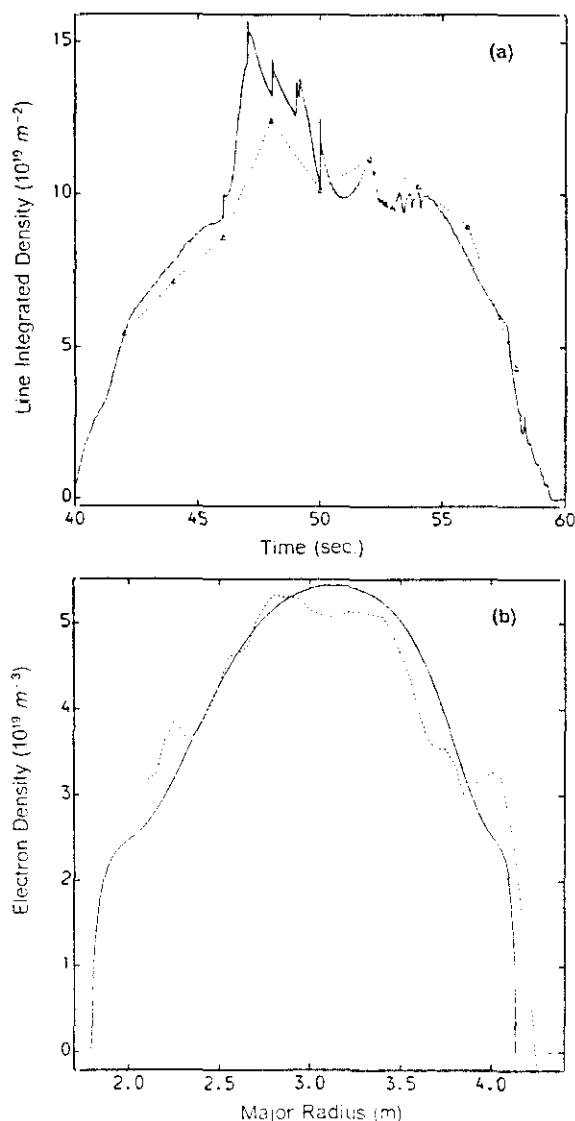
Los datos son corregidos por posibles saltos de franja, es decir, cambios en la densidad integrada de línea de una gran fracción de una franja ( $1.14 \times 10^{19} m^{-2}$ ) que tienen lugar entre dos datos temporales y que no corresponden a cambios reales en la densidad del plasma llevando a una pérdida de información sobre el valor de la densidad integrada de

línea. Las situaciones más comunes en que saltos de franja ocurren (aparte de fallos del *hardware*) son aquéllas donde la densidad cambia rápidamente y/o grandes gradientes de densidad son creados, dando lugar a refracción del haz y pérdidas de la amplitud de la señal, como por ejemplo en disrupciones, inyección de pellets o modos H. La inspección del valor de la señal final de la descarga, si no vuelve a 0 ( $\pm 5 \times 10^{17} m^{-2}$ ), puede indicar la necesidad de dicha reconstrucción. Fig. 4.7 b muestra el comportamiento de la densidad integrada de línea en un caso con inyección de pellets después de reconstrucción de la traza.

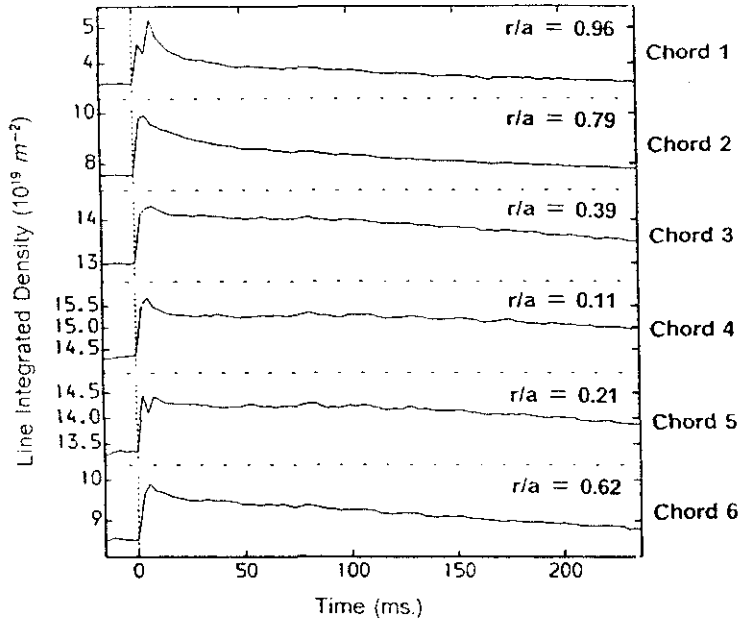
En las descargas estudiadas, la bondad de los datos obtenidos de densidad integrada de línea, es asimismo comprobada usando los perfiles medidos de densidad por el sistema LIDAR: la evolución temporal de las densidades integradas de línea deducidas de estos perfiles es comparada con las medidas por el interferómetro para cada una de las cuerdas verticales, y los perfiles obtenidos mediante inversión Abel de los datos del interferómetro son comparados en diversos instantes con los obtenidos por el LIDAR (Fig. 4.8). Los datos LIDAR son frecuentemente utilizados para corregir las medidas del interferómetro en situaciones en que saltos de franja ocurren: este sistema proporciona medidas precisas de los perfiles de densidad con una buena resolución espacial  $\approx 10cm$ , pero su resolución temporal (1.2 ó 2 s) no permite utilizarlo para el análisis de la evolución de la densidad, que tiene lugar en una escala de tiempos mucho menor.

Los datos del interferómetro son obtenidos en una escala temporal de milisegundos y en los experimentos descritos el tiempo de muestra es típicamente de 5-40 ms; Fig. 4.9 muestra un ejemplo de la evolución de la densidad integrada de línea en las seis cuerdas del interferómetro después de la inyección de un pellet de 2.7 mm: un súbito aumento de la densidad integrada de línea tiene lugar coincidiendo con la deposición del pellet en el plasma, seguido de un suave decaimiento.

La evolución de la densidad tiene lugar de forma mucho más lenta que la de la temperatura electrónica (Fig. 4.10): mientras que cambios de la temperatura son claramente observados típicamente en períodos de decenas de milisegundos después del pellet, la evolución de la densidad debe ser al menos analizada en intervalos del orden de  $\approx 200$  ms.



**Fig. 4.8:** Comparación de las medidas del interferómetro con el sistema LIDAR. La figura (a) muestra la evolución de la densidad integrada de línea en la cuerda central del interferómetro (cuerda 4, radio mayor  $R=3.02 \text{ m}$ ) junto con la calculada a partir de los perfiles LIDAR. En la figura (b) se compara para la misma descarga el perfil de densidad LIDAR con el obtenido mediante inversión Abel de las medidas interferométricas 15 ms antes de la inyección de un pellet. En ambas figuras la línea a trazos representa las medidas LIDAR, y la línea continua las medidas del interferómetro; los triángulos indican los instantes en que los perfiles LIDAR son medidos.

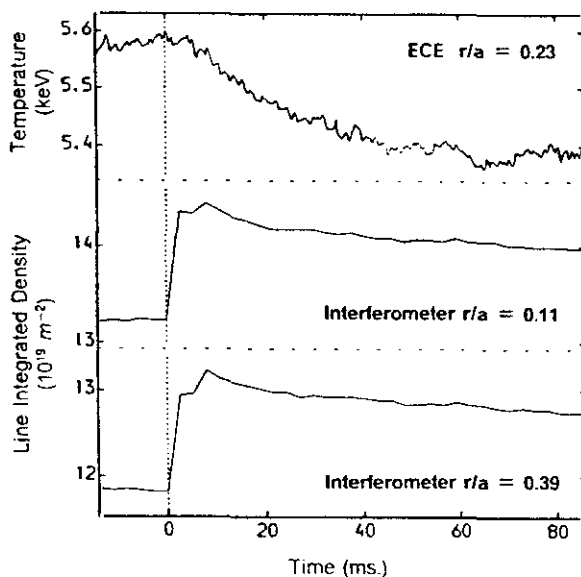


**Fig. 4.9:** Medidas de la evolución de la densidad integrada de línea después de la inyección de un pellet de 2.7 mm usando el interferómetro de infrarrojo lejano. Un brusco aumento de la densidad integrada de línea tiene lugar en el instante en que el pellet es inyectado. La posición radial ( $r/a$ ) en el plano medio del plasma de las superficies magnéticas tangentes a las cuerdas del interferómetro es indicada. El radio de penetración del pellet es  $r_p/a \approx 0.47$ .

### Perfiles Pre-pellet y Post-pellet

Los perfiles de densidad electrónica anterior y posterior a la deposición del pellet en el plasma ( $n_e^0(r), n_e^1(r)$ ) son usados, como ocurriera con los perfiles de temperatura, para la resolución de las ecuaciones de transporte.

El interferómetro de infrarrojo lejano permite, vía inversión Abel, obtener la distribución radial de la densidad electrónica con suficiente resolución temporal: la información obtenida por este instrumento en forma de densidad integrada de línea es convertida en densidad local mediante una rutina lineal de inversión Abel. En el proceso de inversión la posición de las superficies magnéticas de flujo calculadas por el código IDENTC es usada, y la densidad electrónica es supuesta constante sobre



**Fig. 4.10:** Evolución simultáneamente medida de la temperatura y la densidad integrada de línea después de la inyección de un pequeño pellet en el plasma. La evolución de la temperatura es mostrada en una posición radial dentro del radio de penetración ( $r_p/a \approx 0.44$ ); la evolución de la densidad integrada de línea es mostrada en dos cuerdas centrales del interferómetro situadas en  $R = 3.02$  m y  $R = 3.342$  m correspondiendo a un radio menor sobre el plano medio  $r/a = 0.11$  y  $r/a = 0.39$  respectivamente. La evolución observada de la densidad es mucho más lenta que la evolución de la temperatura.

estas superficies. Fig. 4.8 b muestra un ejemplo de un perfil de equilibrio pre-pellet determinado por este procedimiento.

La precisión de los perfiles obtenidos es por lo general del orden del 10 %; las densidades cerca del borde del plasma ( $r/a > 0.9$ ) están sujetas generalmente a una mayor imprecisión debido a las incertidumbres en la geometría magnética y al limitado número de cuerdas del interferómetro. El error en los perfiles, no obstante, puede variar fuertemente con la existencia de abruptos gradientes en el centro o el borde del plasma, que pueden no ser descritos con la exactitud adecuada debido a la limitada resolución espacial derivada del reducido número de

cuerdas del interferómetro.

La inyección de un pellet en el plasma produce de forma casi instantánea fuertes gradientes de densidad en la región exterior al radio de penetración,  $r > r_p$ , y la determinación del perfil post-pellet de densidad usando las medidas del interferómetro requiere en consecuencia un análisis más cuidadoso que en el caso de la densidad previa al pellet.

Otros métodos han sido investigados para determinar el perfil de densidad justo después del pellet o, equivalentemente, el perfil de deposición del pellet. Sin embargo, el uso del interferómetro resulta por un lado consistente con la construcción del perfil de equilibrio y el análisis de la evolución de la densidad basadas en este instrumento y, por otro lado, los datos de este diagnóstico han estado rutinariamente disponibles en todos los experimentos descritos en los instantes adecuados. Estos sistemas auxiliares, no obstante, cuando están presentes pueden aportar importante información complementaria y permiten comprobar la calidad de los perfiles construidos con el interferómetro; una breve descripción de estos sistemas será realizada más adelante.

El perfil de densidad electrónica después de la deposición del pellet en el plasma ( $n_e^1(r)$ ) puede describirse como la suma del perfil de equilibrio  $n_e^0(r)$ , determinado como se indicó previamente mediante inversión Abel de las medidas del interferómetro, más una perturbación  $\delta n_e(r)$  que constituye el perfil de deposición del pellet<sup>4</sup>:

$$n_e^1(r) = n_e^0(r) + \delta n_e(r) \quad (4.12)$$

donde  $\delta n_e(r) = 0$  para  $r < r_p$ .

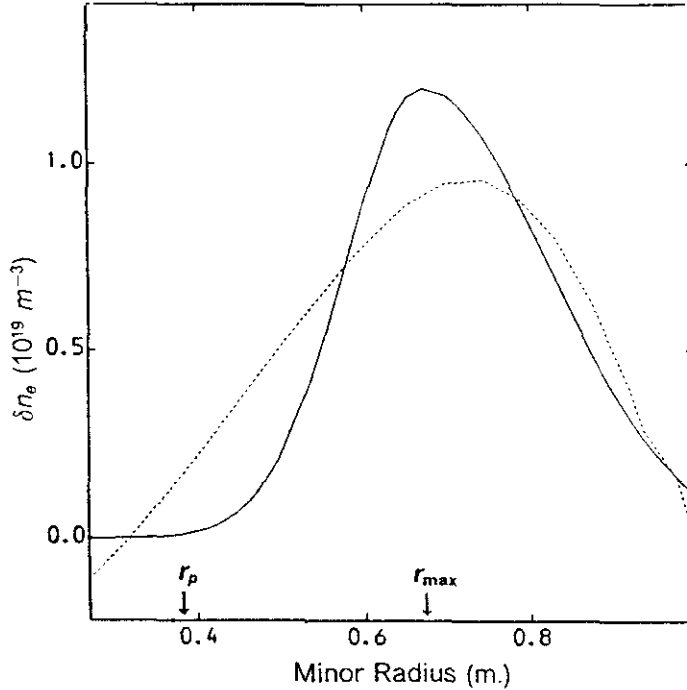
La Fig. 4.11 muestra un ejemplo típico de perfil de deposición  $\delta n_e(r)$ : la perturbación es nula dentro del radio de penetración, aumenta hasta alcanzar un máximo  $r_{max}$  entre  $r_p$  y el borde del plasma, y decrece nuevamente hacia la frontera del plasma.  $\delta n_e(r)$  es calculado a partir de los perfiles de densidad anterior y posterior al pellet ( $n_e^0(r)$ ,  $n_e^1(r)$ ) determinados mediante inversión Abel de las medidas de  $\int n_e dl$  antes y después del pellet, y sustrayendo entonces  $n_e^0(r)$  de  $n_e^1(r)$  ( $\delta n_e(r) =$

<sup>4</sup>La descripción de  $n_e^1(r)$  como suma de  $n_e^0(r)$  más una perturbación  $\delta n_e(r)$  permite visualizar de forma más clara el efecto de la deposición del pellet en el perfil de densidad electrónica y resulta por otro lado conveniente desde un punto de vista computacional ya que tanto  $n_e^0(r)$  como  $\delta n_e(r)$  pueden describirse de forma simple mediante expresiones analíticas sencillas.

$n_e^1(r) - n_e^0(r)$ ) o equivalentemente a partir de la inversión Abel de los cambios medidos interferométricamente en las densidades integradas de línea cuando el pellet penetra en el plasma ( $\delta(\int n_e dl) = \int n_e^1 dl - \int n_e^0 dl$ ). La calidad de los perfiles de  $\delta n_e(r)$  así producidos ha sido estudiada comparando ejemplos modelo de  $\delta n_e(r)$  con los perfiles obtenidos mediante inversión Abel de las densidades integradas de línea calculadas a partir de dichos perfiles modelo a lo largo de las seis cuerdas del interferómetro (ver Fig. 4.11). Esta comparación se ha llevado a cabo para distintos tipos de perfil de deposición con distinta forma, magnitud y posición del máximo de deposición y del radio de penetración: Los resultados pueden resumirse del siguiente modo:

- el perfil de deposición inferido mediante este procedimiento de inversión puede diferir de forma apreciable del perfil real debido a los fuertes gradientes y al pequeño número de cuerdas del interferómetro.
- las diferencias son especialmente importantes para grandes perturbaciones de la densidad que afectan la región central del plasma y/o gradientes especialmente pronunciados.
- la posición del máximo del perfil de inversión coincide con la del perfil original dentro de un margen de error de  $\approx 10$  cm, excepto en ciertos casos que no son aquí de interés y en los que las diferencias pueden llegar a ser de 15-20 cm; la magnitud de este máximo, sin embargo, es siempre menor que la del perfil de partida y las diferencias pueden ser apreciables.
- el número total de electrones depositados en el plasma es bien conservado dentro de  $\approx 10\%$ .

De acuerdo con estos resultados, la inversión Abel de los cambios medidos en la densidad integrada de línea a lo largo de las cuerdas del interferómetro cuando el pellet entra en el plasma produce un perfil de deposición que, aunque en principio puede diferir bastante del real, reproduce con suficiente aproximación la posición de máxima deposición,  $r_{max}$ , y el número total de electrones depositados,  $\Delta N_e$ . El perfil obtenido puede considerarse razonablemente válido si dentro del radio de penetración  $r_p$  la perturbación calculada de la densidad es aproximadamente nula dentro de los errores experimentales (menor de un 10% del perfil de equilibrio  $n_e^0(r)$ ).



**Fig. 4.11:** Ejemplo de perfil de deposición de un pellet en el plasma (línea continua). Este perfil es comparado con el obtenido mediante inversión Abel de la densidad integrada de línea en las cuerdas del interferómetro (línea a trazos). El perfil de inversión puede diferir bastante del original pero conserva bien la posición del máximo y el número total de electrones; en este ejemplo, el error en  $r_{max}$  es del orden de 7 cm y el número total de electrones coincide dentro de un 1 %.

El perfil de ablación  $\delta n_e(r)$  así determinado se describirá a efectos de cálculo mediante una expresión analítica de la forma:

$$\delta n_e(r) = \begin{cases} 0 & \text{si } r < r_p \\ (\delta n_e)_{max} \exp\left(-\left(\frac{r_{max}-r}{\beta_1}\right)^{\alpha_1}\right) & \text{si } r_p < r < r_{max} \\ (\delta n_e)_{max} \exp\left(-\left(\frac{r-r_{max}}{\beta_2}\right)^{\alpha_2}\right) & \text{si } r > r_{max} \end{cases} \quad (4.13)$$

donde  $(\delta n_e)_{max}$  es el máximo de la perturbación en  $r_{max}$ , y  $\alpha_1, \beta_1, \alpha_2, \beta_2$  definen la forma del perfil. Estos parámetros son elegidos para reproducir el perfil previamente obtenido de  $\delta n_e(r)$ .

Finalmente, el perfil de deposición ( $\delta n_e$ ) debe ser adiabáticamente consistente, dentro de las incertidumbres experimentales, con el perfil

de equilibrio de densidad,  $n_e^0(r)$ , y con los perfiles medidos pre-pellet y post-pellet de temperatura ( $T_e^0(r), T_e^1(r)$ ) [Bay-92], es decir:

$$n_e^0(r)T_e^0(r) \approx n_e^1(r)T_e^1(r) \quad (4.14)$$

Evidentemente aunque un perfil aceptable de densidad después del pellet  $n_e^1(r)$  es producido mediante este procedimiento, no puede esperarse una descripción local detallada. Las incertidumbres en la determinación de los perfiles iniciales perturbados de temperatura y densidad ( $T_e^1(r), n_e^1(r)$ ) constituyen de hecho una de las fuentes principales de error en la medida de las difusividades de calor y partículas cuando las ecuaciones de transporte son resueltas como un problema de valores iniciales. Por este motivo, y como se mostrará más adelante, otros métodos han sido ensayados siempre que ha sido posible (en particular en la simulación de la evolución de la temperatura electrónica) que dependen de forma menos importante del conocimiento preciso de las perturbaciones iniciales de temperatura y densidad. En el caso de la de la evolución de la densidad electrónica, dado que ésta tiene lugar de forma mucha más lenta que la de la temperatura, en aquellas situaciones en las que el perfil perturbado de densidad inmediatamente después del pellet no puede determinarse con suficiente precisión, la condición inicial  $n_e^1(r)$  para la ecuación de transporte de la densidad es calculada en un tiempo posterior en el que los fuertes gradientes iniciales de densidad producidos por el pellet han sido suavizados y el perfil de densidad  $n_e^1(r)$  puede determinarse en consecuencia de forma más satisfactoria.

### 4.2.3 Medidas Auxiliares

#### Radio de Penetración

Como se ha indicado en las secciones anteriores, el valor medido del radio de penetración del pellet,  $r_p$ , es usado en la determinación de los perfiles post-pellet de temperatura y densidad: estos perfiles ( $T_e^1(r), n_e^1(r)$ ) son iguales a los de equilibrio dentro de  $r_p$ .

El sistema ECE de alta resolución temporal (el policromador) permite obtener los dos canales entre los que la ablación se ha completado. Una evaluación más precisa de  $r_p$  puede conseguirse a partir de medidas de rayos X blandos y/o de emisión de luz visible cuando el pellet entra

en el plasma, usadas rutinariamente para estudios de penetración de pellets en el plasma.

La comparación de los valores estimados del radio de penetración en los experimentos aquí considerados con las predicciones del código PELLET de ablación [Hou-88] usando el modelo NGPS (*Neutral Gas and Plasma Shielding*) confirma la necesidad de incluir mecanismos adicionales de apantallamiento del pellet respecto al modelo estándar NGS (*Neutral Gas Shielding*) de ablación, como ya se indicó en el capítulo 2. El acuerdo de los resultados es no obstante diverso incluso teniendo en cuenta los efectos adicionales de apantallamiento del modelo NGPS: en particular, procesos acelerados de ablación del pellet en la región externa del plasma son observados en algún caso con fuerte calentamiento adicional de radio frecuencia y una baja eficiencia de deposición del pellet en el plasma o en descargas con ondas de *Lower Hybrid* donde el proceso de ablación es acelerado debido a la presencia de una población de electrones supratérmicos.

#### Rayos X blandos:

Los datos de las cámaras horizontal y vertical de rayos X en JET pueden ser usados para determinar la penetración del pellet en el plasma [Hou-92]. La cámara vertical permite observar directamente la trayectoria del pellet al entrar en el plasma (Fig. 4.12). Cada detector de esta cámara ve una región en el plano de inyección del pellet con una sección de 6.9 cm en la dirección del radio mayor. La visión toroidal es de  $\pm 0.3m$ , y es suficientemente amplia de modo que el pellet no deja la ventana de observación.

En las figuras 4.13 a y 4.13 c se muestra un ejemplo típico de datos de la cámara vertical. Una fuerte emisión se produce (Fig. 4.13 a) procedente de la región de interacción plasma-pellet debido a la radiación de *bremstrahlung* producida por las colisiones entre los electrones del plasma y las partículas evaporadas del pellet. Los datos de la cámara vertical parecen indicar una trayectoria recta a través del plasma (Fig. 4.13 c). Estos datos junto con los de la cámara horizontal que mira detrás del pellet y permite medir el instante en que el proceso de ablación finaliza, son usados para determinar la velocidad del pellet y el radio de penetración  $r_p$  (Fig. 4.13 b,c).

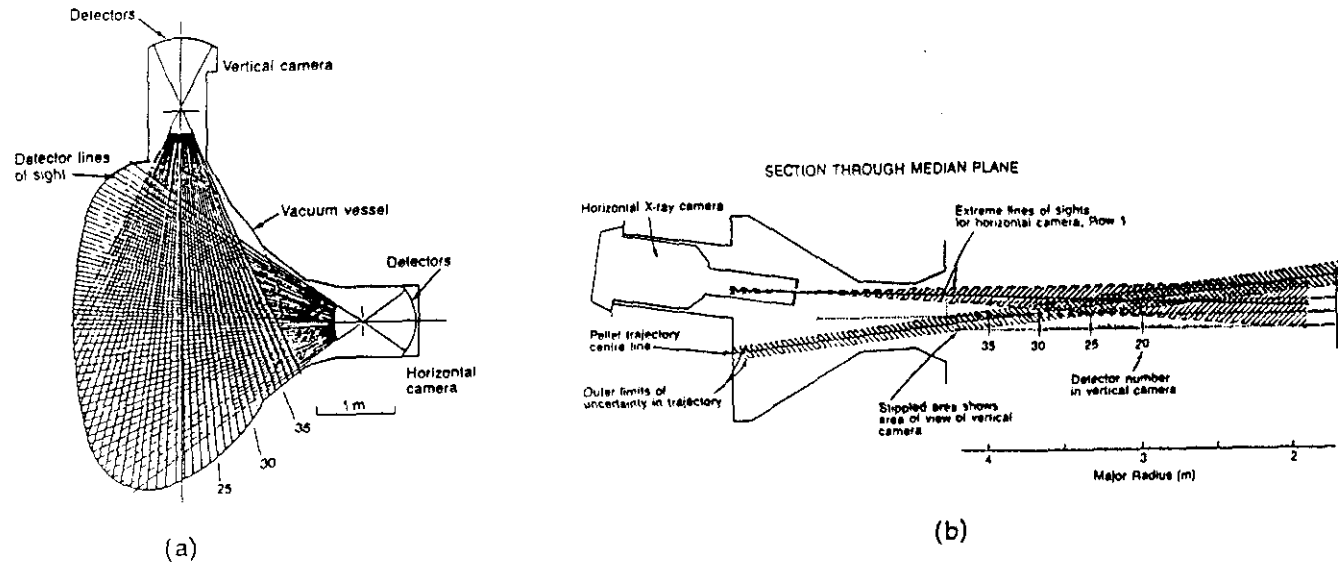
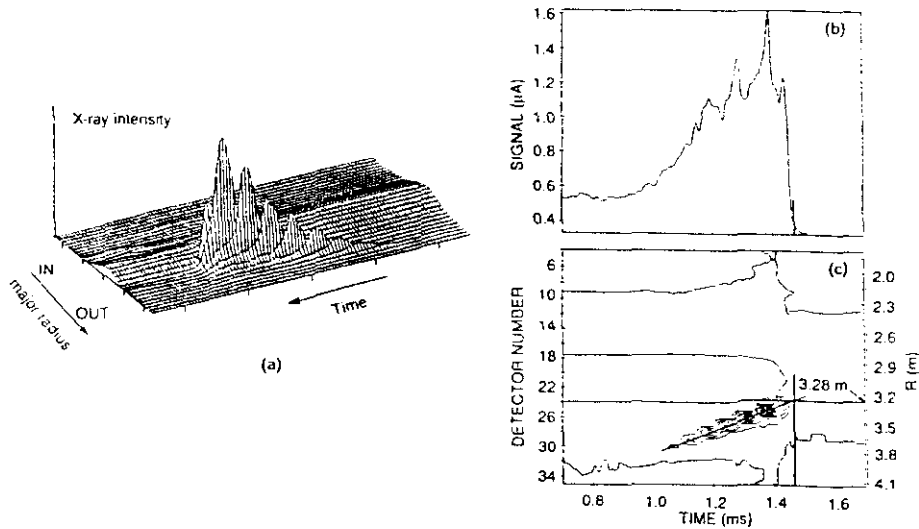


Fig. 4.12: a) Cámaras horizontal y vertical de rayos X. La trayectoria del pellet está casi en el plano de la página. b) Plano de las líneas de visión de la cámara horizontal de rayos X y la trayectoria del pellet. El área de observación de la cámara vertical es mostrada así como la posición de las líneas de visión de los detectores de la cámara vertical.

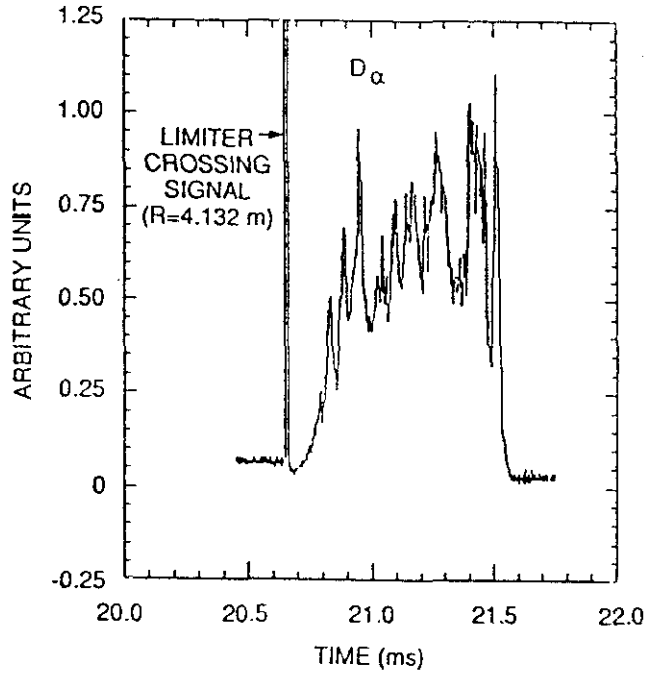


**Fig. 4.13:** Dibujo tridimensional de la ablación del pellet vista por la cámara vertical de rayos X (a). En la figura (c) se muestran los contornos de intensidad de los datos de la cámara vertical durante la inyección del pellet. La pendiente de la curva que pasa por los picos determina la velocidad del pellet; esta curva junto con el instante en que finaliza la señal vista por la cámara horizontal (b), determinan el radio de penetración.

Las medidas son hechas con una resolución de  $5 \mu\text{s}$  que hace posible seguir adecuadamente la rápida penetración del pellet en el plasma. Las barras de error en la medida del radio de penetración pueden estimarse en  $\pm 0.10\text{m}$  para los pellets de  $2.7 \text{ mm}$  y  $\pm 0.05\text{m}$  para los pellets mayores.

#### Emisión $D_{\alpha}$ :

La luz emitida por un pellet inyectado en el plasma es también usada para obtener el radio de penetración. Cuando el deuterio evaporado del pellet se está ionizando, también los estados excitados de los átomos de deuterio están poblados, y las transiciones entre estos estados excitados dan lugar a emisión de línea.



**Fig. 4.14:** Emisión  $D_\alpha$  de un pellet al entrar en el plasma. El radio de penetración es determinado a partir del intervalo temporal entre el instante en que el pellet cruza el limitador ( $R = 4.132$  m) y el final de la señal  $D_\alpha$ , usando la velocidad medida del pellet y suponiendo que permanece constante durante todo su recorrido.

En JET, la emisión de línea  $D_\alpha$  (transiciones  $n = 3 \rightarrow n = 2$ ) y la emisión de banda ancha de luz es medida mediante fotodiodos a través de un sistema periscópico [Bai-88]. La emisión de banda ancha de luz procedente de la ablación del pellet en JET se ha comprobado estar fuertemente dominada por la luz  $D_\alpha$  [Bay-92]; más del 75% de la intensidad de emisión procede de la línea  $D_\alpha$ . Fig. 4.14 da un ejemplo típico de la luz  $D_\alpha$  emitida por un pellet al entrar en el plasma.

La penetración del pellet es inferida a partir de la velocidad del pellet y la duración de la emisión  $D_\alpha$ . La velocidad del pellet, determinada usando las cavidades de microondas localizadas a lo largo de la línea de inyección (sección 2.3.2), es obtenida con un error de  $\pm 0.3\%$ . La exactitud con que el radio de penetración es medido depende de la

precisión en la medida de la velocidad del pellet, la precisión con que el final de la señal  $D_\alpha$  es determinado y de la suposición de una velocidad y trayectoria recta del pellet durante todo su recorrido. En conjunto los errores son estimados en  $\pm 0.10m$  para pellets de 2.7 mm y  $\pm 0.05m$  para pellets de 4 y 6 mm. La penetración deducida a partir de la señal  $D_\alpha$  suele estar en buen acuerdo con la determinada usando la emisión de rayos X [Bay-89,Hou-92].

### **Perfil de Deposición**

Como se ha señalado antes, el interferómetro es el único sistema que permite obtener de forma sistemática un conjunto consistente de medidas (perfiles pre- y post-pellet de densidad, evolución de la densidad tras el pellet) para los análisis de transporte. Por esta razón, las medidas interferométricas han sido usadas para la determinación del perfil post-pellet de densidad. Sin embargo, el uso siempre que sea posible de otros métodos y medidas para deducir el perfil de densidad después del pellet (o el perfil de deposición), resulta aconsejable para comprobar y mejorar la calidad de los perfiles medidos. A continuación, se presentan algunos de los métodos investigados.

#### Medidas LIDAR:

El sistema LIDAR proporciona medidas directas del perfil de densidad electrónica con buena resolución espacial y constituye de este modo una forma precisa de determinar el perfil de densidad inmediatamente posterior al pellet. Medidas LIDAR han sido utilizadas recientemente en JET para estudiar la deposición del pellet en el plasma [Bay-92].

El principal inconveniente de este sistema de diagnóstico es su baja resolución temporal,  $> 1s$ , lo que exige sincronizar de antemano la toma de datos con el instante en que el pellet es inyectado, y no hace posible obtener de forma rutinaria perfiles de densidad en todos los instantes deseados. Esto es particularmente cierto si se considera que en una misma descarga varios pellets pueden ser inyectados u otros fenómenos de interés pueden exigir las medidas de este diagnóstico en instantes diferentes. Debido a esta resolución temporal, por otro lado, la evolución de la densidad tras el pellet no puede ser estudiada con este sistema, y el perfil de equilibrio previo, una vez establecida la toma

de datos para medir el perfil después del pellet, no puede ser medido a menos que un estado estacionario se haya establecido durante un intervalo anterior al pellet suficientemente largo ( $> 1s$ ).

En cualquier caso, en los experimentos considerados no fue posible obtener medidas LIDAR del perfil de densidad justo después del pellet que permitieran comprobar la consistencia de los perfiles determinados usando las medidas del interferómetro.

#### Emisión $D_\alpha$ :

La emisión  $D_\alpha$  ha sido supuesta proporcional a la velocidad de ablación del pellet  $\dot{N}_e$  (número de electrones o iones liberados de la nube del pellet al plasma por unidad de tiempo) por un número de autores [Mil-81, Cha-84], bajo la suposición de un modelo radiativo-colisional con una temperatura electrónica de la nube mayor que 20 eV. El perfil de deposición  $\delta n_e$  puede entonces calcularse mediante la relación:

$$I_\alpha(t) \propto \dot{N}_e = \frac{\delta n_{ei} \delta V_i v_p}{\delta r_i} \quad (4.15)$$

donde  $I_\alpha$  es la intensidad de emisión  $D_\alpha$  en el instante  $t$  durante la penetración del pellet en el plasma,  $\delta n_{ei}$  es la deposición de densidad en la localización  $i$  de la red radial alcanzada por el pellet en el instante  $t$ ,  $\delta V_i$  es el volumen entre las localizaciones  $i$  e  $i+1$  de la red radial,  $\delta r_i$  es el espaciado de la red radial, y  $v_p$  es la velocidad del pellet. El factor de proporcionalidad en (4.15) es determinado usando el valor medido del número total de electrones depositados por el pellet  $\Delta N_e = \int n_e dV$ . Al calcular  $\delta n_e$  es supuesto que la trayectoria del pellet en el plasma es recta y que el material evaporado es ionizado cerca de la superficie del pellet y confinado en la superficie de flujo donde se ioniza.

Recientes estudios en JET y TFTR [Bay-92] han mostrado sin embargo que la luz  $D_\alpha$  emitida durante la vaporización del pellet puede ser bastante diferente de la velocidad de ablación efectiva,  $\dot{N}_e$ , determinada a partir de medidas del perfil de densidad tomadas inmediatamente después del pellet. La emisión  $D_\alpha$  observada es mucho más fuerte al final de la trayectoria del pellet, donde la velocidad de ablación efectiva deducida de las medidas de densidad se ha reducido respecto de su valor cerca del borde del plasma. Por otro lado, simulaciones de la ablación del pellet por Dunning et al. [Dun-90] que calculan la

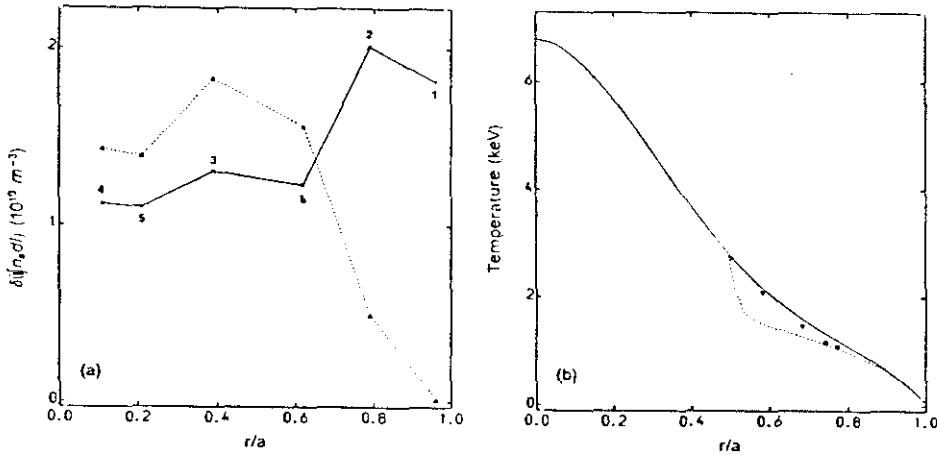
emisión  $D_\alpha$  usando un modelo de equilibrio del nivel poblacional en el que la excitación colisional es balanceada mediante desexcitación colisional y radiativa, llegan a la conclusión de que  $\dot{N}_e$  y la emisión  $D_\alpha$  no son proporcionales, y medidas de la temperatura electrónica de la nube del pellet en TFTR [McN-91] han resultado ser del orden de 1.5 eV, suficientemente baja para poner en duda la suposición de que la emisión  $D_\alpha$  es proporcional a la velocidad de ablación efectiva.

De este modo, el uso de la emisión  $D_\alpha$  para deducir el perfil de deposición del pellet  $\delta n_e(r)$  es de validez dudosa, y de hecho los perfiles de deposición calculados en estos experimentos usando las medidas del interferómetro indican una deposición mayor cerca del borde del plasma que la sugerida generalmente por las medidas de emisión  $D_\alpha$ .

#### Código de Ablación:

Cálculos de la ablación del pellet basados en el código PELLET de Houlberg et al. [Hou-88] han sido también realizados. El modelo NGPS es usado y el radio de penetración, y los perfiles de temperatura y densidad inmediatamente después del pellet son obtenidos. Los perfiles predichos para las descargas analizadas han resultado estar siempre en desacuerdo con las perturbaciones medidas de la temperatura electrónica usando el policromador de ECE, y con los cambios medidos de la densidad integrada de línea al entrar el pellet en el plasma a lo largo de las seis cuerdas del interferómetro; el modelo predice una ablación mucho menor cerca del borde del plasma, y mayor hacia el final de la trayectoria que la sugerida por las medidas experimentales. En Fig. 4.15 se da ejemplo de las predicciones de este modelo comparadas con los resultados experimentales.

La deposición de pellets en el plasma en JET y TFTR ha sido medida usando sistemas de *scattering* Thomson [Bay-92], y la velocidad de ablación inferida ha sido comparada con las predicciones de este código usando el modelo NGS (sin o con apantallamiento adicional para reproducir los valores medidos de  $r_p$ ), y el modelo NGPS. La velocidad de ablación efectiva determinada usando estas medidas ha resultado ser también mayor en la región externa del plasma y mucho menor cerca de  $r_p$  que la predicha por estos modelos.



**Fig. 4.15:** En la figura (a) se comparan los cambios predichos por el modelo NGPS en la densidad integrada de línea en las cuerdas del interferómetro (triángulos) con los medidos experimentalmente (aspas). Los números (1-6) indican las cuerdas del interferómetro. El modelo predice cambios particularmente más pequeños para las cuerdas externas (1 y 2) y mayores para las restantes. En la figura (b) se muestra el perfil de temperatura previo al pellet (línea continua) junto con el perfil posterior predicho por el modelo (línea a trazos); los triángulos representan las medidas del policromador justo después del pellet. Estos resultados en conjunto indican una deposición mayor cerca del borde del plasma, y menor cerca del radio de penetración que la sugerida por el modelo NGPS.

### 4.3 Coeficientes de Transporte

En esta sección se derivarán los coeficientes de transporte ( $\chi_e$ ,  $D_e$ ) a partir de la evolución de las perturbaciones inducidas por la inyección de un pequeño pellet en el plasma. Se supondrá que el transporte de calor y densidad están desacoplados. Esto significa suponer que a) la densidad puede considerarse constante durante la evolución de la temperatura, b) la difusividad electrónica de calor  $\chi_e$  es independiente de la densidad y del gradiente de densidad, c)  $D_e$  no depende de la temperatura o del gradiente de temperatura. En primer lugar se describirá el método usado para simular la evolución de la temperatura. Las simpli-

ficaciones usadas en la ecuación del calor serán discutidas y los valores de  $\chi_e$  obtenidos serán comparados con los resultados de un análisis local de balance de potencia en estado estacionario. A continuación se presentarán el procedimiento usado y los resultados obtenidos en el análisis de la densidad. En ambos casos el análisis es realizado para plasmas en distintos regímenes de confinamiento (plasmas óhmicos, en modo L o de bajo confinamiento, y en modo H o de alto confinamiento). Por último,  $\chi_e$  y  $D_e$  serán comparados en aquellos casos en que la evolución de la temperatura y la densidad es medida simultáneamente.

### 4.3.1 Transporte de Calor Electrónico

#### Descripción del método

Las medidas ECE del policromador permiten analizar la propagación de las perturbaciones de la temperatura electrónica causadas por la inyección del pellet en el plasma (ver sección 4.2.1). Estas medidas son usadas para determinar el coeficiente de transporte de calor,  $\chi_e$ . El análisis es realizado en la región  $r < r_p$ , aunque cierto cuidado es puesto en la región  $r < r_i$  donde se desarrolla la actividad diente de sierra. Típicamente en estos experimentos  $r_p/a \approx 0.4 - 0.7$ .

Un modelo numérico de transporte es utilizado para simular la evolución de la temperatura. El modelo usa una geometría cilíndrica simple (sección 4.1.3) y diversas simplificaciones basadas en las pequeñas perturbaciones introducidas por el pellet y la lenta evolución observada de la densidad. La ecuación de transporte puede ser resuelta como un problema de valores iniciales, que exige conocer los perfiles perturbados de temperatura y densidad justo después del pellet, o como un problema de valores forzados de frontera. Las simulaciones de la evolución de la temperatura dentro del radio de penetración obtenidas con el código son comparadas con las medidas hechas con el policromador.

A continuación se discuten en más detalle el modelo de transporte usado, las simplificaciones realizadas, y los distintos pasos implicados en el proceso computacional.

#### Procedimiento:

$\chi_e$  es determinado comparando la evolución temporal de la temperatura

electrónica en la región  $r < r_p$  con una simulación usando un modelo difusivo incluyendo fuentes [Gon-88b,Che-89]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} n_e(r) T_e(r) \right) = -\nabla \cdot \vec{q}_e + S_{Ee}(r) \quad (4.16)$$

donde

$$\vec{q}_e = -n_e \chi_e \nabla T_e + \vec{q}_p \quad (4.17)$$

$\vec{q}_p$  es un flujo *pinch* de calor

Esta ecuación es la ecuación de la energía electrónica (4.2) mostrada en la sección 4.1.2 en la que las fuentes y sumideros de calor  $Q_e$  (intercambio de calor electrón-ión, calentamiento óhmico, radiación,...), el flujo convectivo y el cambio de energía debido a compresión o descompresión del plasma han sido incluidos en un único término fuente  $S_{Ee}(r)$ . El flujo conductivo de calor  $\vec{q}_e$  incluye un término *pinch*  $\vec{q}_p$ , usado en JET para describir el transporte de calor (ecuación (4.5), sección (4.1.2)).

Varias simplificaciones pueden hacerse en la ecuación (4.16). En primer lugar, las perturbaciones de la densidad se propagan mucho más lentamente que las de la temperatura (ver sección 4.2.2), lo que permite suponer que durante los períodos típicos de análisis de la temperatura ( $\approx 50 - 100ms$ ) el perfil perturbado de densidad producido por el pellet permanece estacionario:  $n_e(r, t) = n_e^1(r)$ . En segundo lugar, dado que las perturbaciones introducidas por el pellet son pequeñas, se supondrá que el término fuente  $S_{Ee}(r)$  y el *pinch* de calor  $\vec{q}_p$  permanecen constantes e igual a su valor en el equilibrio pre-pellet durante la evolución de la temperatura, esto es,  $S_{Ee}(r, t) = S_{Ee}^0(r)$  y  $q_p(r, t) = q_p^0(r)$  donde  $S_{Ee}^0$  y  $q_p^0$  son los valores en el equilibrio.  $S_{Ee}(r)$  y  $\vec{q}_p$  pueden así combinarse en una fuente efectiva  $S_{ef}(r)$ , y la ecuación (4.16) podrá escribirse:

$$\frac{3}{2} n_e^1(r) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla \cdot [\chi_e(r) n_e^1(r) \nabla(T_e(r))] + S_{ef}(r) \quad (4.18)$$

donde

$$S_{ef} = S_{ef}^0 = -\nabla \cdot \vec{q}_p + S_{Ee}(r) \quad (4.19)$$

De este modo la evolución de la temperatura está dominada por el término difusivo del flujo conductivo de calor; un análisis más detallado de las aproximaciones realizadas se llevará a cabo en el apartado siguiente.

La ecuación (4.18) es resuelta numéricamente usando una geometría cilíndrica simple (sección 4.1.3). Dos tipos de análisis pueden ser utilizados:

a) Análisis de valores iniciales: la ecuación de transporte es resuelta entre  $r=0$  y  $r=a$  usando los perfiles medidos de temperatura y densidad inmediatamente después del pellet (sección 4.2.1 y 4.2.2) como condiciones iniciales ( $T_e^1(r) = T_e(r, t = 0)$ ,  $n_e^1(r) = n_e(r, t = 0)$ ;  $t=0$  es el instante inicial, justo después del pellet). Las condiciones  $\nabla T_e(t) = 0$  en  $r=0$  y  $T_e(a, t) = \text{constante}$  son usadas como condiciones de frontera.

b) La ecuación del calor es resuelta como un problema de valores forzados en la frontera entre  $r=0$  y la posición radial del primer canal ECE situado dentro de  $r_p$  ( $r_{ECE}$ ). La evolución temporal medida en este canal es usada como condición externa de frontera dependiente del tiempo;  $\nabla T_e = 0$  en  $r=0$  constituye como antes la condición interna de frontera. Dentro de  $r_p$  los perfiles post-pellet de temperatura y densidad coinciden con los perfiles de equilibrio pre-pellet, de modo que éstos pueden ser utilizados como condiciones iniciales para la ecuación, y ningún conocimiento es preciso de los perfiles perturbados  $T_e^1(r)$  y  $n_e^1(r)$ .

El método (b) ofrece la ventaja de no requerir el conocimiento de los perturbaciones producidas por el pellet al entrar en el plasma, lo que constituye una de las fuentes principales de error del método (a). Sin embargo, en el caso (b) la ecuación es resuelta con frecuencia en una reducida región espacial,  $0 < r < r_{ECE} \approx r_p$ , y la simulación de la evolución de la temperatura es realizada en radios próximos a  $r_{ECE}$  con lo que la imposición de la evolución observada de la temperatura en  $r_{ECE}$  como condición de frontera puede resultar demasiado restrictiva, lo que da lugar a una mayor insensibilidad de los resultados a valores diferentes de  $\chi_e$  aumentando con ello el rango de posibles valores aceptables en la simulación de la temperatura. Este método no obstante resulta ventajoso en aquellas situaciones en las que se dispone de una región espacial suficientemente amplia para la propagación de las perturbaciones desde  $r_{ECE}$ , en particular cuando el radio de penetración del pellet es suficientemente pequeño.

En caso contrario, los mejores resultados son obtenidos utilizando una técnica mixta. La ecuación de transporte es resuelta entre  $r=0$  y un cierto radio  $r_{ECE}$  donde  $r_{ECE} > r_p$ . La evolución medida de la temperatura en  $r = r_{ECE}$  sirve como condición externa de frontera dependiente del tiempo. Este procedimiento ofrece la ventaja sobre el método (b) de resolver la ecuación del calor en una región mayor del plasma, aumentando la sensibilidad de los resultados a valores distintos de  $\chi_e$  y reduciendo con ello las incertidumbres en su determinación. Por otro lado, sólo es necesario conocer las perturbaciones iniciales en la región  $r_p < r < r_{ECE}$  para establecer las condiciones iniciales para la ecuación, lo que ofrece la ventaja sobre el método (a) de no requerir el conocimiento de los perfiles perturbados de temperatura y densidad en las regiones más externas donde los errores en la medida de estos perfiles suelen ser mayores.

De acuerdo con lo expuesto anteriormente, el proceso computacional usado para simular la evolución de la temperatura puede resumirse del siguiente modo (Fig. 4.16):

- I Los perfiles medidos de equilibrio previos al pellet ( $T_e^0(r), n_e^0(r)$ ), junto con una primera conjetura para  $\chi_e(r)$  son usados para calcular la fuente efectiva de calor  $S_{ef}$ . Dado que en el equilibrio  $\frac{\partial T_e^0}{\partial t} = \frac{\partial n_e^0}{\partial t} = 0$ , de (4.18), se tiene:

$$S_{ef}(r) = S_{ef}^0(r) = -\nabla \cdot [\chi_e(r) n_e^0(r) \nabla(T_e^0(r))] \quad (4.20)$$

- II La ecuación de transporte (4.18) es resuelta mediante alguno de los métodos antes expuestos: o como un problema de valores iniciales usando los perfiles medidos de temperatura y densidad justo después del pellet como condiciones iniciales, o como un problema de valores forzados en en la frontera usando la evolución medida de la temperatura en el primer canal ECE dentro de  $r_p$  como condición externa de frontera, o alternativamente usando la evolución de la temperatura en un radio mayor que el radio de penetración como condición de frontera y los perfiles iniciales de temperatura y densidad entre  $r=0$  y dicho radio como condiciones iniciales.
- III Las simulaciones son comparadas con las medidas de la temperatura dentro del radio de penetración.

Los pasos I-III son iterados para distintos valores de  $\chi_e(r)$  hasta que un buen ajuste a las medidas experimentales es encontrado.

Para la dependencia radial de  $\chi_e$  una forma del tipo  $\chi_e(r) = \chi_0[1 + \alpha(r/a)^\beta]$ , donde  $\alpha$  y  $\beta$  son tales que en la región de medida  $\chi_e$  es aproximadamente constante y aumenta en la región externa del plasma, es sugerida por cálculos de balance de potencia.

#### Efectos de Fuentes:

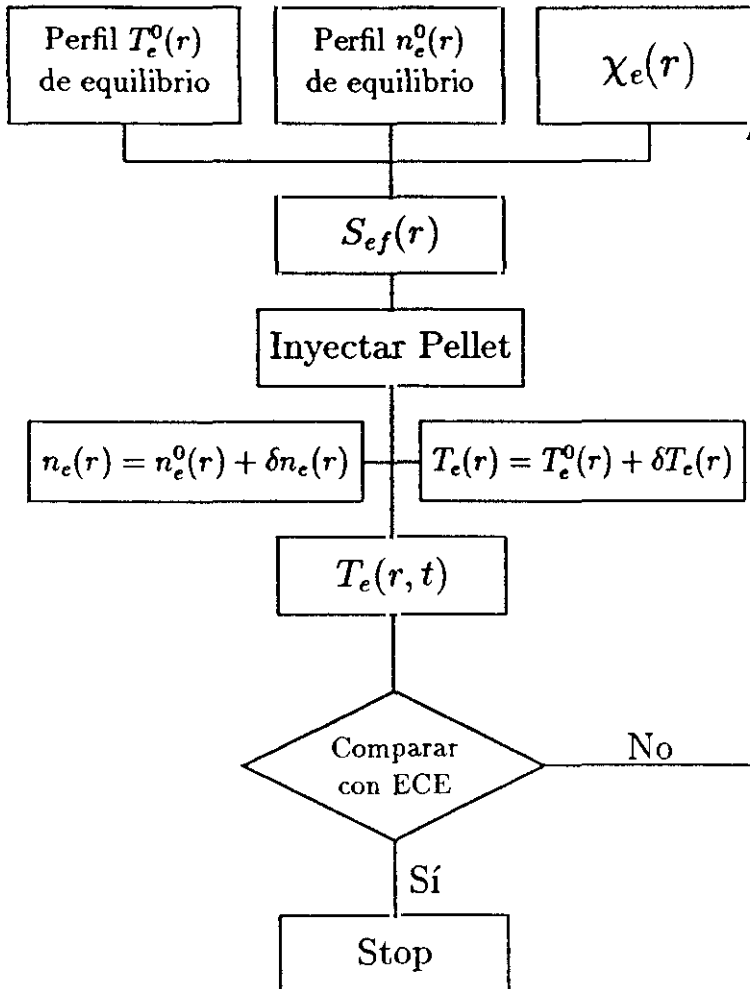
Como se ha explicado antes el coeficiente de transporte de calor  $\chi_e$  es obtenido simulando la evolución de la temperatura después del pellet mediante la ecuación (4.16) con apropiadas simplificaciones relativas a la evolución temporal de la densidad y las fuentes y sumideros  $S_{E_e}(r, t)$ . El objetivo de este apartado es llevar a cabo un análisis más detallado de los efectos de estas aproximaciones.

#### a) Fuentes y Sumideros de calor:

En el proceso antes descrito para determinar  $\chi_e$  las fuentes y sumideros  $S_{E_e}(r, t)$  se consideran constantes durante la evolución de la temperatura e iguales a su valor en el equilibrio antes del pellet bajo la suposición de que las perturbaciones inducidas por el pellet son suficientemente pequeñas. Esto evita la complicación de calcular la distribución espacial y temporal de los distintos términos contribuyendo a  $S_{E_e}$ . En la mayoría de las ocasiones estos términos no son medidos directamente sino que son calculados sobre la base de modelos teóricos que hacen uso de medidas experimentales que con frecuencia no están disponibles con la necesaria resolución espacial y temporal lo que lleva a importantes incertidumbres en su determinación.

La contribución de las perturbaciones de  $S_{E_e}$  a la evolución de  $T_e(r, t)$  y su efecto sobre la determinación de  $\chi_e$  han sido estimados usando modelos sencillos en una geometría con simetría cilíndrica.  $S_{E_e}(r, t)$  se puede expresar como:

$$S_{E_e}(r, t) = -\nabla \cdot \left( \frac{3}{2} T_e \vec{\Gamma}_e \right) - n_e T_e \nabla \cdot \left( \frac{\vec{\Gamma}_e}{n_e} \right) + \eta \|\mathbf{j}\|^2 + p_{ad} - \sum_j \frac{3}{2} n_e \frac{T_e - T_j}{\tau_e^{ej}} - p_{rad} \quad (4.21)$$



**Fig. 4.16:** Diagrama esquemático del procedimiento utilizado para calcular  $\chi_e$ .

donde

- $-\nabla \cdot (\frac{3}{2} \vec{\Gamma}_e T_e)$  representa las pérdidas de calor por convección, y  $-n_e T_e \nabla \cdot (\frac{\vec{\Gamma}_e}{T_e})$  cambios de energía debido a compresión o descompresión del plasma.
- $\eta_{||} j_{||}^2$  es el término de calentamiento óhmico;  $\eta_{||}$  es la resistividad eléctrica paralela al campo magnético y  $j_{||}$  la densidad de corriente paralela del plasma.
- $p_{ad}$  representa el calentamiento adicional del plasma. En los experimentos considerados el calentamiento adicional, cuando lo hubo, correspondió siempre a calentamiento mediante ondas de radio frecuencia de resonancia ión-ciclotrón (ICRH: *ion cyclotron resonance heating*) que designaremos por  $p_{RF}^e$ .
- $\sum_j \frac{3}{2} n_e \frac{T_e - T_j}{\tau_e^{ej}}$  es el término de intercambio de energía electrón-ión donde la suma se extiende sobre todas las especies iónicas;  $\tau_e^{ej}$  es el tiempo de intercambio de energía entre los electrones y la especie iónica  $j$ .
- $p_{rad}$  es un término de pérdida de energía debido a radiación de *bremsstrahlung* y a radiación de línea de las impurezas.

Los términos de convección y compresión del plasma son calculados a partir del flujo de electrones  $\vec{\Gamma}_e$  dado por  $\vec{\Gamma}_e = -D_e \nabla n_e + \vec{\Gamma}_p$ , con  $\vec{\Gamma}_p$  determinado a partir de la ecuación de balance de partículas (4.1) como se describirá en detalle en la sección 4.3.2, y usando para  $D_e(r)$  valores de acuerdo con los resultados obtenidos del estudio de transporte de electrones (ver también sección 4.3.2).

La resistividad eléctrica neoclásica  $\eta_{||}$ , que tiene en cuenta efectos de partículas atrapadas, es obtenida de acuerdo a [Hir-77]:

$$\eta_{||} = \frac{m_e \gamma(Z_{ef})}{e^2 n_e \tau_c} \quad (4.22)$$

donde

$$\gamma(Z_{ef}) = \left[ \Lambda_E(Z_{ef}) \left( 1 - \frac{f_t}{1 + \xi \nu_c^*} \right) \left( 1 - \frac{c_R(Z_{ef}) f_t}{1 + \xi \nu_c^*} \right) \right]^{-1} \quad (4.23)$$

con  $\Lambda_E(Z_{ef}) = \frac{3.4}{Z_{ef}} \left( \frac{1.13 + Z_{ef}}{2.67 + Z_{ef}} \right)$ ,  $\xi(Z_{ef}) = 0.58 + 0.2Z_{ef}$ , y  $c_R(Z_{ef}) = \frac{0.56}{Z_{ef}} \left( \frac{3.0 - Z_{ef}}{3.0 + Z_{ef}} \right)$ ;  $f_t$  es la fracción de partículas atrapadas dada por:

$$f_t = 1 - (1 - \varepsilon)^2 (1 - \varepsilon^2)^{-1/2} (1 + 1.46\varepsilon^{1/2})^{-1} \quad (4.24)$$

$\varepsilon$  es el inverso de la razón de aspecto  $\varepsilon = r/R_m$ , y  $Z_{ef}$  es la carga iónica efectiva del plasma ( $Z_{ef} = \sum_j n_j z_j^2 / n_e$ , donde la suma se extiende sobre todas las especies iónicas del plasma).

El tiempo de colisión electrónico  $\tau_e$  es:

$$\tau_e = 3(2\pi)^{3/2} \frac{\varepsilon_0^2 m_e^{1/2} (k_B T_e)^{3/2}}{n_e e^4 \ln \Lambda} \quad (4.25)$$

$k_B$  es la constante de Boltzmann,  $\varepsilon_0$  la permitividad eléctrica del vacío y  $\ln \Lambda$  el logaritmo de Coulomb:

$$\ln \Lambda = \begin{cases} 8.465 + 1.5 \ln T_e (eV) - 0.5 \ln n_e (\times 10^{19} m^{-3}) & \text{si } T_e \leq 50 eV \\ 10.448 + \ln T_e (eV) - 0.5 \ln n_e (\times 10^{19} m^{-3}) & \text{si } T_e > 50 eV \end{cases} \quad (4.26)$$

Finalmente, el parámetro adimensional de colisionalidad electrónica se define como:

$$\nu_e^* = \frac{R_m \tau_e}{(k_B T_e / m_e)^{1/2} \tau_e \varepsilon^{1/2} < B_{pol} >} \frac{B_m}{< B_{pol} >} \quad (4.27)$$

$< B_{pol} >$  es el campo magnético poloidal promediado sobre la superficie magnética considerada y  $B_m$  es el campo magnético toroidal en el eje magnético. El perfil de campo poloidal  $< B_{pol} >$  y de densidad de corriente paralela  $j_{||}(r)$  son obtenidos mediante el código de equilibrio magnético IDENTC. Ambos perfiles son calculados en el equilibrio antes del pellet y mantenidos constantes durante la evolución de la temperatura dado que no son directamente afectados por el pellet y la evolución de ambas cantidades inducida por los cambios producidos por el pellet en el plasma tiene lugar en una escala de tiempos  $\tau_m$  muy larga (del orden de segundos) comparada con el tiempo característico de análisis de la temperatura ( $\approx 100$  ms):  $\tau_m \approx (\mu_0 / \eta_{||}) L^2$ , donde  $\mu_0$  es la permeabilidad magnética del vacío y  $L$  es la longitud de escala característica del gradiente de  $< B_{pol} >$  y  $j_{||}$ .

La transferencia de energía entre electrones e iones debido a la diferencia de temperaturas es calculada siguiendo la teoría convencional de

colisiones en la que el tiempo característico de intercambio de energía  $\tau_e^{ej}$  entre los electrones y la especie iónica  $j$  viene dado por:

$$\tau_e^{ej} = 3\pi(2\pi)^{1/2} \frac{m_j}{m_e^{1/2}} \frac{\epsilon_0^2 (k_B T_e)^{3/2}}{n_j \ln \Lambda Z_j^2 e^4} \quad (4.28)$$

donde  $m_j$  es la masa de los iones en consideración,  $n_j$  la densidad y  $Z_j$  su carga. De este modo, la potencia transferida  $p_{e-i}$  entre los electrones y las especies iónicas puede escribirse, en el sistema internacional:

$$p_{e-i} = \frac{7.63 \times 10^{-34} \lambda_e [Z] n_e^2 (m^{-3}) (T_e - T_i) (eV)}{T_e^{3/2} (eV)} \quad W/m^3 \quad (4.29)$$

$$[Z] \equiv \frac{1}{n_e} \sum_j \frac{n_j Z_j^2}{A_j} \quad (4.30)$$

$A_j$  designa la masa atómica de la especie  $j$ , y la misma temperatura  $T_i$  es supuesta para todas las especies iónicas. Los efectos de este término en la determinación de  $\chi_e$  han sido evaluados considerando por simplicidad sólo el intercambio de energía con la especie primaria plasma (deuterio en estos experimentos) que constituye la contribución dominante. La evaluación de este término está sometida en cualquier caso a considerables errores ya que depende de la diferencia de temperatura entre la población electrónica e iónica, y en particular en estos experimentos dado que no existieron medidas adecuadas del perfil de temperatura iónica. El perfil de equilibrio de temperatura iónica  $T_i^0(r)$  es obtenido usando los valores medidos de  $T_i(r)$  en el centro del plasma,  $T_i^0(0)$ , y suponiendo que tiene la misma forma que  $T_e^0(r)$ , esto es,  $T_i^0(r) = T_i^0(0) \frac{T_e^0(r)}{T_e^0(0)}$ ;  $T_i^0(0)$  es obtenida a partir de la medida del producto de neutrones de las reacciones de fusión entre los iones de deuterio o a partir del ensanchamiento Doppler de la emisión de línea de rayos X del  $Ni^{26+}$  medida mediante un espectrómetro de rayos X. Las incertidumbres en la estimación de  $p_{e-i}(r, t)$  son aún mayores si se tiene en cuenta que la temperatura iónica es también perturbada por el pellet y evoluciona en el tiempo con la correspondiente ecuación de balance de energía y una cierta difusividad iónica de calor  $\chi_i(r)$  en principio también desconocida. Teniendo en cuenta estas fuentes de incertidumbre, y con el objeto de simplificar el análisis, el perfil de temperatura iónica se ha supuesto constante durante toda la evolución temporal.

El modelo de pérdidas por radiación incluye dos mecanismos. De un lado se tiene la radiación de *bremssstrahlung* procedente de las colisiones de los electrones con los iones principales del plasma (deuterio), y de otro la radiación de impurezas. Las pérdidas de *bremssstrahlung* con deuterio son calculadas usando la expresión:

$$p_B = 1.52 \times 10^{-38} n_e (m^{-3}) n_D (m^{-3}) T_e^{1/2} (eV) \quad W/m^3 \quad (4.31)$$

donde  $n_D$  es la densidad de iones de deuterio. La radiación de las impurezas es estimada usando expresiones basadas en un modelo de equilibrio coronal en el que la radiación procede de procesos de recombinación radiativa, *bremssstrahlung*, transiciones de línea siguiendo una excitación colisional y recombinación dielectrónica [Pos-77]. Las expresiones usadas están en la forma de ajustes analíticos para cada uno de los elementos considerados:

$$p_z = 10^{-13} n_e (m^{-3}) n_z (m^{-3}) \prod_{i=0}^{i=5} 10^{A_i (\log_{10} T_e (KeV))^i} \quad W/m^3 \quad (4.32)$$

La ecuación (4.32) designa la radiación asociada a la impureza  $z$ ; la radiación total vendrá dada por la suma de las contribuciones de las principales impurezas del plasma. Los coeficientes del ajuste  $A_i$  varían con el elemento  $z$  y el rango de temperaturas  $T_e$ . Las densidades de deuterio  $n_D$  y de impurezas  $n_z$  son calculadas en el equilibrio suponiendo que tienen la misma forma que el perfil densidad electrónica  $n_e$  y usando los valores medidos de la carga efectiva del plasma  $Z_{ef}$  y las concentraciones relativas de las principales impurezas para determinar  $n_D/n_e$  y  $n_z/n_e$ . La densidad de iones de deuterio es perturbada cuando el pellet entra en el plasma ( $\delta n_D = \delta n_e$ ), en tanto que la densidad de impurezas se ha supuesto en estos cálculos no afectada por el pellet.

Finalmente, en los casos con potencia adicional de radio frecuencia no es posible llevar a cabo una estimación simple de los cambios producidos a consecuencia de la evolución de la temperatura electrónica en el perfil de deposición  $p_{RF}^e$ . Códigos completos de trazado de rayos, con códigos de Fokker-Planck asociados, deben ser usados, e incluso en los modelos más sencillos es necesario obtener el espectro de las ondas de radio frecuencia, evaluar los coeficientes de absorción, y consecuentemente calcular el perfil de deposición sobre las especies minoritarias y la

redistribución local de potencia de los iones minoritarios a los electrones e iones del plasma principal, lo que se encuentra más allá del alcance del alcance del trabajo aquí descrito. En estas descargas, sin embargo, el calentamiento mediante radio frecuencia de los electrones tiene lugar predominantemente de forma indirecta a través de las colisiones con una especie minoritaria de iones de hidrógeno sobre la que se deposita la potencia; el tiempo de colisión entre los iones minoritarios y los electrones es proporcional a  $T_e^{3/2}$  y la perturbación de la temperatura en la región de interés ( $r < r_p$ ) puede llegar a ser a lo sumo de un 10 % a lo largo de los períodos de análisis considerados de modo que este tiempo de colisión es alterado como máximo en un 15 %, y teniendo en cuenta que se encuentra en el rango de 80-150 ms, mayor o del orden de los intervalos de tiempo considerados en las simulaciones ( $\approx 50-100$  ms), los efectos de las perturbaciones de  $p_{RF}^e$  no deben ser significativos en la determinación de  $\chi_e$ , y considerar el perfil de deposición de potencia constante e igual a su valor en el equilibrio constituye de este modo una buena aproximación.

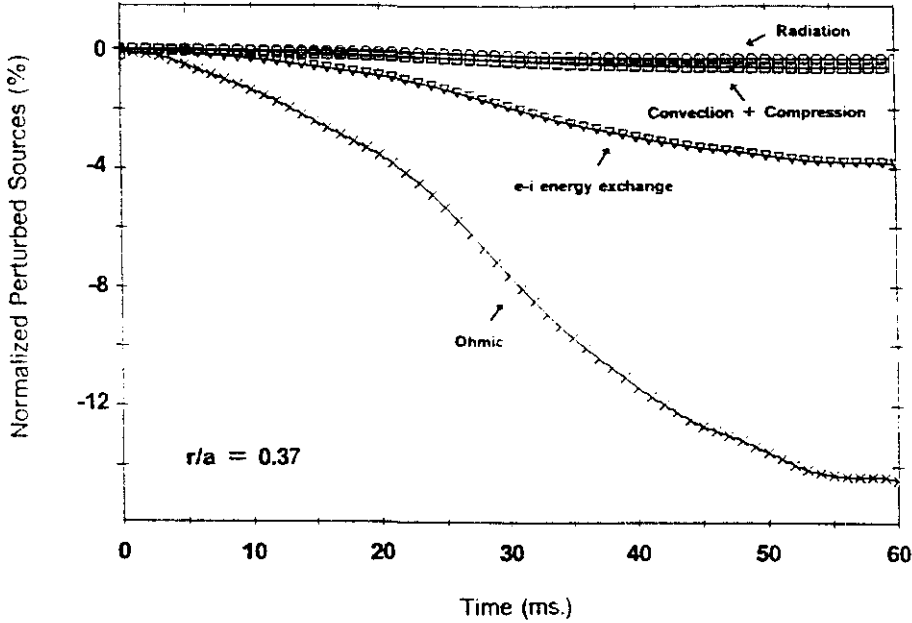
Con estas estimaciones para las fuentes y sumideros de calor la ecuación de transporte de la energía electrónica es resuelta y las contribuciones de los distintos términos a la evolución de la temperatura es comparada en la región de interés ( $r < r_p$ ). Estos términos son calculados suponiendo el perfil de densidad electrónica estacionario e igual a su después de la inyección del pellet en el plasma, dado que la densidad es observada evolucionar de forma muy lenta en comparación con la temperatura.

El análisis de la contribución de las perturbaciones de los distintos términos fuente en la evolución de la temperatura ha producido en conjunto estimaciones de  $\chi_e$  un 10-15% mayores que las obtenidas suponiendo las fuentes constantes e igual a su valor en el equilibrio, lo que se encuentra dentro de los errores cometidos en la determinación de  $\chi_e$  ( $\approx 20\%$ ). La contribución de los distintos términos varía con el tipo de descarga; los resultados no obstante indican de forma general que la contribución de las perturbaciones en la potencia radiada  $p_{rad}$  es siempre insignificante debido principalmente a que en la región central del plasma, donde se llevan a cabo las simulaciones, las pérdidas por radiación son pequeñas. El incremento en el valor estimado de  $\chi_e$  al considerar el efecto de los términos fuente está asociado a una per-

turbación positiva de estos términos en  $r < r_p$  durante la evolución temporal: la propagación de las perturbaciones en esta región produce un descenso de la temperatura que da lugar a una disminución del flujo convectivo de calor  $\frac{3}{2}\bar{\Gamma}_e T_e$  y con ello de las pérdidas por convección así como de las asociadas al término de compresión/descompresión del plasma  $-n_e T_e \nabla(\frac{\bar{\Gamma}_e}{n_e})$ , y por otro lado este descenso de la temperatura produce un aumento de la resistividad del plasma, básicamente proporcional a  $T_e^{-3/2}$ , y por tanto del calentamiento óhmico dado que  $j_{||}(r)$  permanece constante. Por otra parte, el cambio en el término de intercambio de energía electrón-ión  $p_{e-i}$  puede escribirse, de acuerdo con lo explicado anteriormente como:  $\delta p_{e-i} = -\frac{\delta T_e}{2T_e^0} \frac{3n_e}{2r_e^{i,0}} (T_e^0 - 3T_i^0)$ , donde  $\delta T_e$  es la perturbación de la temperatura, y dado que  $\delta T_e < 0$  esto significa que  $\delta p_{e-i} < 0$ , disminuyendo de este modo las pérdidas de transferencia de energía a los iones. En la figura 4.17 se da un ejemplo de la evolución después del pellet de las perturbaciones en los distintos términos fuente normalizadas a la perturbación en las pérdidas por difusión para un cierto radio  $r < r_p$ ; el signo negativo de estas relaciones está asociado a un aumento en las pérdidas por difusión y una disminución en las asociadas a los términos restantes. La figura indica que la perturbación en las pérdidas por difusión es dominante siendo por tanto la evolución principalmente difusiva con lo que los valores estimados de  $\chi_e$  suponiendo las fuentes constantes deben constituir una buena aproximación.

#### b) Evolución de la Densidad:

Una segunda aproximación usada en la determinación del coeficiente de transporte  $\chi_e$  se refiere a la evolución de la densidad en la ecuación del calor. El transporte de calor está acoplado de forma explícita al transporte de densidad en la ecuación de conservación de la energía en la que aparecen tanto la densidad electrónica  $n_e$  como el flujo de partículas  $\bar{\Gamma}_e$ . La simplificación realizada supone que la evolución de la temperatura se puede considerar desacoplada de la evolución de la densidad manteniendo el perfil de densidad perturbado por el pellet constante durante la evolución de la temperatura. Esta aproximación está justificada por la observación de que la densidad evoluciona de forma mucho más lenta que la temperatura (sección 4.2.2) y es apoyada como se verá



**Fig. 4.17:** Evolución de las perturbaciones de los términos fuente normalizadas a la perturbación en las pérdidas por difusión en  $r/a = 0.37$  siguiendo la inyección de un pequeño pellet en el plasma:  $r_p/a = 0.56$ ,  $\chi_e = 4\text{m}^2/\text{s}$ . Los círculos se refieren a las pérdidas por radiación, los cuadrados a la convección más la compresión del plasma, los triángulos al intercambio de energía electrón-ión y las cruces al calentamiento óhmico.

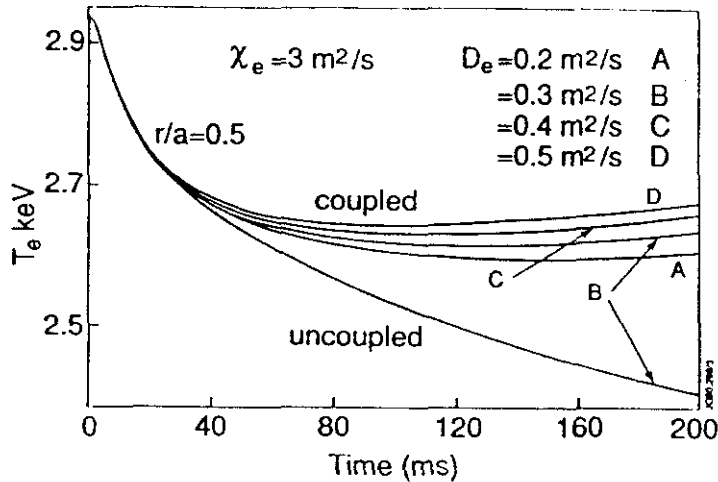
más adelante por los altos valores obtenidos de la difusividad de calor  $\chi_e$  comparados con los de la difusividad de partículas  $D_e$  (alrededor de un orden de magnitud mayores).

Esta aproximación es también confirmada por los resultados de una simulación que tiene en consideración la evolución de la densidad ( $\frac{\partial n_e}{\partial t}$ ) en la ecuación del calor así como los cambios en el flujo de partículas en los términos de convección y compresión. Las ecuaciones de transporte del calor y de la densidad ((4.2) y (4.1)) son resueltas simultáneamente:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_e = S_e$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} n_e T_e \right) + \nabla \cdot \left( \frac{3}{2} T_e \vec{\Gamma}_e \right) + n_e T_e \nabla \cdot \left( \frac{\vec{\Gamma}_e}{n_e} \right) + \nabla \cdot \vec{q}_e = Q_e$$

donde  $\vec{q}_e = -n_e \chi_e \nabla T_e + \vec{q}_p$ ,  $\vec{q}_p$  y  $Q_e$  son mantenidos constantes e igual



**Fig. 4.18:** Ejemplo modelo de la evolución de la temperatura para  $\chi_e$  fijo y diferentes valores de  $D_e$  usando las ecuaciones acopladas (coupled) de temperatura y densidad. El comportamiento a largo plazo es afectado por  $D_e$  y el mínimo en  $T_e$  se retrasa cuando  $D_e$  se hace más pequeño. La comparación es también mostrada con el caso no acoplado (uncoupled), que no produce la recuperación en  $T_e$ . La simulación corresponde a  $r/a = 0.5$  y  $r_p/a \approx 0.65$ .

a su valor en el equilibrio durante toda la evolución temporal, y  $\vec{\Gamma}_e$  es descrito como la suma de un término difusivo más un término *pinch*,  $\vec{\Gamma}_e = -D_e \nabla n_e + \vec{\Gamma}_p$ .

En la figura 4.18 se muestra un ejemplo modelo en el que se compara la evolución de la temperatura en un cierto radio  $r < r_p$  obtenida usando las ecuaciones anteriores acopladas de temperatura y densidad con los resultados predichos suponiendo que la densidad permanece estacionaria durante la evolución de la temperatura; las simulaciones son realizadas para un valor fijo de  $\chi_e$ , y para distintos valores de  $D_e$  en el caso acoplado. Valores típicos de  $\chi_e$  y  $D_e$  son usados en todos los casos.

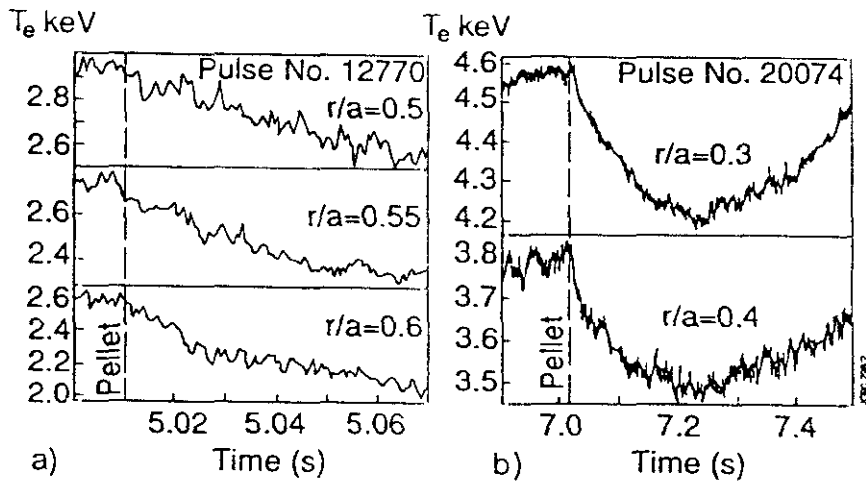
Los resultados indican que la evolución inicial de la temperatura, dominada por  $\chi_e$ , no es afectada por el acoplamiento con la densidad, pero las predicciones en el caso acoplado y no acoplado se separan al considerar tiempos suficientemente largos. El comportamiento predi-

cho a tiempos largos cuando se tiene en cuenta el acoplamiento con la evolución de la densidad se caracteriza por una recuperación en la temperatura que no aparece en el caso no acoplado. Esta recuperación es consecuencia de permitir la evolución de la densidad en la ecuación de la energía, que hace evolucionar a ambos  $T_e$  y  $n_e$  hacia su equilibrio inicial. En cambio, en el caso no acoplado en que  $n_e$  se mantiene constante e igual a su valor inmediatamente después del pellet,  $T_e$  evoluciona hacia un equilibrio distinto.

Por otro lado, puede observarse en la figura que la posición del mínimo en la evolución de  $T_e(r, t)$  en el caso acoplado depende de  $D_e$  para un valor fijo de  $\chi_e$ . La magnitud de  $\chi_e$  controla la evolución de la temperatura a corto plazo, en tanto que a tiempos largos es también sensible al valor de  $D_e$ . Esta observación sugiere la posibilidad de deducir ambos coeficientes  $\chi_e$  y  $D_e$  solamente a partir de medidas  $T_e(r, t)$  si la evolución de la temperatura puede ser seguida de forma adecuada durante un intervalo de tiempo suficientemente largo:  $\chi_e$  es determinada simulando la evolución de la temperatura a corto plazo y  $D_e$  es usada para simular el comportamiento a largo plazo.

Este tipo de análisis, sin embargo, no ha podido ser realizado en la práctica dado que no ha sido posible obtener medidas adecuadas de  $T_e(r, t)$  después de la inyección del pellet durante un intervalo de tiempo suficientemente largo debido principalmente a la aparición de otros fenómenos transitorios, entre los que se encuentra por ejemplo la actividad diente de sierra, que alteran la evolución inducida por el pellet (ver Fig. 4.19).

Finalmente es importante insistir en que esta diferencia de comportamiento entre el caso acoplado y no acoplado tiene lugar sólo para tiempos suficientemente largos, y que los valores de  $\chi_e$  que se presentarán a continuación no son afectados de forma importante dentro de los errores de medida de  $\chi_e$  por el acoplamiento con la evolución de la densidad ya que son obtenidos a partir del análisis de la evolución de  $T_e$  durante un intervalo de tiempo en el que suponer que la densidad después del pellet permanece estacionaria constituye una buena aproximación.

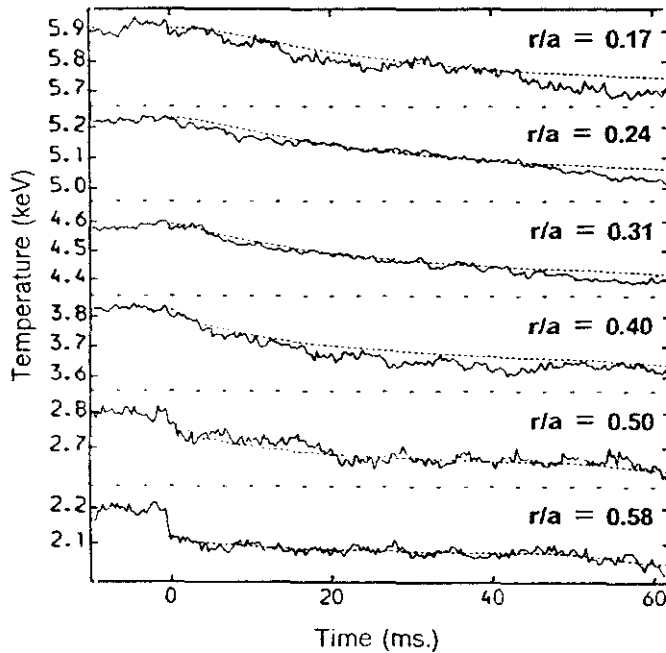


**Fig. 4.19:** Ejemplo de la evolución observada de  $T_e$  durante medio segundo después del pellet en dos radios dentro de  $r_p$  ( $r_p/a \approx 0.47$ ) (figura b). La temperatura del plasma presentaba en esta descarga un lento crecimiento de fondo anterior y posterior a la inyección del pellet que aunque no afecta la rápida evolución inicial inducida por el pellet, no hace posible un análisis adecuado de la evolución a largo plazo. En la figura (a) se muestra a modo de comparación la evolución de la temperatura dentro de  $r_p$  para otra descarga durante un corto intervalo de tiempo ( $\approx 60$ ms) después del pellet en el que no es observada una recuperación de la temperatura. La evolución de  $T_e$  en este caso fue interrumpida por una inestabilidad diente de sierra al final de este período.

## Resultados

En la figura 4.20 se da un ejemplo de la simulación de la evolución de la temperatura después de la inyección de un pequeño pellet en el plasma.

Los resultados obtenidos para la difusividad electrónica de calor  $\chi_e$  se muestran en la tabla 4.1. Plasmas de deuterio en modo óhmico y con calentamiento adicional de radio frecuencia en modo L y modo H de confinamiento han sido analizados, con el siguiente rango de parámetros:  $I_\phi = 2-3$  MA,  $2.3 \leq B_\phi(T) \leq 3.3$ ,  $T_e(r=0) = 3-7$  KeV,  $2.0 \leq \bar{n}_e (\times 10^{19} m^{-3}) \leq 4.2$  y  $3 \leq P_{total} (MW) \leq 10$ , donde  $B_\phi$  es el campo toroidal



**Fig. 4.20:** Ejemplo de simulación de la evolución de la temperatura después de la inyección de un pellet en el plasma. Las líneas a trazos indican las simulaciones. En este caso el problema fue resuelto como un problema de valores forzados en la frontera usando la evolución medida en  $r/a = 0.58 > r_p/a$  como condición externa de frontera. Descarga 20074:  $r_p/a = 0.47$ ,  $\chi_e = 9 \text{ m}^2/\text{s}$ .

en  $R_0 = 2.96 \text{ m}$ ,  $\bar{n}_e$  es la densidad promedio sobre una cuerda vertical en el centro del plasma en  $R = 3.02 \text{ m}$ , y  $P_{total}$  es la potencia total de calentamiento del plasma.

La configuración del plasma varía desde un plasma con doble punto X en el modo H a plasmas en limitador en los casos restantes. La naturaleza de los componentes de la primera pared en contacto con el plasma también varía en estas descargas como se muestra en la tabla 4.1.

El radio de penetración del pellet en estos experimentos se halla en una región dada por  $0.4 \leq r_p/a \leq 0.7$ , y el radio de inversión de los dientes de sierra  $r_i$  corresponde a  $r_i/a \approx 0.3$ . Del 50 al 60 % de la masa nominal del pellet es depositada en el plasma (10-20 % del contenido

Descarga	$\chi_e$ ( $m^2/s$ )	$\rho = r/a$	Configuración	Régimen	$I_\phi$ (MA)	$B_\phi$ (T)	$P_{total}$ (MW)	$Z_{ef}$	$T_e(0)$ (keV)	$\bar{n}_e$ ( $\times 10^{19} m^{-3}$ )
12770	4	$0.37 \leq \rho/a \leq 0.53$	limitador (C)	ohmico	3.1	2.3	2.7	4.2	3.2	2.0
21895	5-6	$0.36 \leq \rho/a \leq 0.50$	doble punto-X (C-Be)	modo H	3.1	3.0	4.1	2.4	6.6	3.8
25655	5	$0.02 \leq \rho/a \leq 0.40$	limitador (Be-C)	modo L	2.0	2.7	7.8	2.7	6.5	2.5
20074	8-10	$0.09 \leq \rho/a \leq 0.39$	limitador (C/Be <sup>evap</sup> )	modo L	3.0	3.3	9.3	2.3	7.0	3.9
20074	8-10	$0.17 \leq \rho/a \leq 0.40$	limitador (C/Be <sup>evap</sup> )	modo L	3.0	3.3	10.1	2.1	6.8	4.2

Tabla 4.1: Difusividad de calor electrónica  $\chi_e$  obtenida para los casos analizados. Las principales características de las descargas y la región en la que el análisis es realizado son también mostradas. El material en contacto con el plasma puede estar constituido de carbono (C) o berilio (Be); Be<sup>evap</sup> se refiere a evaporación de berilio practicada dentro de la cámara de vacío. En el plasma en modo H las placas del divertor superiores eran de carbono y las inferiores de berilio, y en la descarga 25655 el limitador superior era de berilio y el inferior de carbono.

total del plasma).

El análisis es llevado a cabo en la región central del plasma, dentro de  $r_p$ , típicamente  $0.1 \leq r/a \leq 0.5$  donde  $\chi_e$  es supuesta constante. El error en la determinación de  $\chi_e$  es  $\approx 15 - 20\%$  excepto en el caso óhmico donde las condiciones iniciales del problema son determinadas con dificultad y el análisis es llevado a cabo como un problema de valores forzados en la frontera en una reducida región espacial del plasma dentro de  $r_p$  lo que lleva, como se ha explicado anteriormente, a grandes incertidumbres en la medida de  $\chi_e$ , del orden del 50 % en este caso.

Los resultados indican valores de  $\chi_e$  en el rango de 4-10  $m^2/s$ . Los valores de  $\chi_e$  obtenidos para los plasmas en modo L de 3 MA de corriente son mayores por un factor 1.5-2.5 que en los casos restantes, que se comportan de forma similar, pero estas diferencias no están correlacionadas con el modo de confinamiento, con la potencia total de calentamiento del plasma o los tiempos de confinamiento de la energía observados ( $\tau_{Ee} \approx 0.6$  s para el caso óhmico,  $\tau_{Ee} \approx 0.4$  s en todos los modos L, y  $\tau_{Ee} \approx 1.2$  s para el modo H).

### Comparación con Cálculos de Balance de Potencia

Los resultados anteriores obtenidos para  $\chi_e$  usando la evolución de la temperatura electrónica después de la inyección de un pequeño pellet en el plasma han sido comparados con los valores locales de la difusividad de calor inferidos para las mismas descargas a partir de un análisis local de balance de energía usando el código de transporte FALCON.

El punto de partida son las ecuaciones de transporte de la energía para la población electrónica e iónica, que pueden escribirse de forma simplificada como:

$$\frac{\partial w_j}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{q}_j + S_{Ej} \quad (4.33)$$

$j=e,i$ :  $e$  para los electrones,  $i$  para los iones donde la ecuación de los iones constituye una suma sobre todas las especies iónicas. Las ecuaciones son promediadas sobre las superficies magnéticas de flujo, aunque la notación anterior se mantendrá por simplicidad.  $w_j$  es la densidad de energía:  $w_e = \frac{3}{2}n_e T_e$ ,  $w_i = \sum_I \frac{3}{2}n_I T_I$  ( $I$ =especie iónica).  $\vec{q}_j$  es el flujo conductivo de calor, y  $S_{Ej}$  representa las fuentes y sumideros de calor

donde:

$$S_{Ee} = p_{OH} + p_{RF}^e + p_{NBI}^e - p_{conv}^e - p_{e-i} - p_{rad} - p_{eZ} \quad (4.34)$$

$$S_{Ei} = p_{RF}^i + p_{NBI}^i + p_{e-i} - p_{conv}^i - p_{C-X} - p_{iZ} \quad (4.35)$$

Los diversos términos en (4.34) y (4.35) representan:

- $p_{OH}$ : calentamiento óhmico del plasma.
- $p_{conv}^{e,i}$ : pérdidas por convección.
- $p_{e-i}$ : densidad de potencia asociada con la equilibración de temperatura entre electrones e iones.
- $p_{rad}$ : densidad de potencia radiada.
- $p_{e,iZ}$ : densidad de potencia asociada con procesos de ionización/recombinación.
- $p_{C-X}$ : densidad de potencia asociada con procesos de intercambio de carga.
- $p_{NBI}^{e,i}$ : densidad de potencia depositada por haces de neutros inyectados en el plasma.
- $p_{RF}^{e,i}$ : densidad de potencia depositada mediante calentamiento con radio frecuencia.

La evaluación de la derivada temporal de la energía  $\dot{w}_j$  y de las fuentes y sumideros de calor permiten entonces obtener el flujo conductivo de calor a través de una superficie magnética  $\rho$ :

$$P_{cond_j}(\rho) \equiv q_j(\rho)A(\rho) = \int_0^\rho S_{Ej} - \int_0^\rho \dot{w}_j \quad (4.36)$$

donde  $A(\rho)$  es la área de la superficie de flujo considerada. Finalmente, las difusividades locales de calor  $\chi_j(\rho)$  son determinadas a partir de la relación:

$$\vec{q}_j(\rho) = -n_j\chi_j(\rho)\nabla T_j \quad (4.37)$$

En las descargas estudiadas, sin embargo, debido principalmente a la falta de información sobre los perfiles de temperatura iónica, no ha sido posible separar la contribución de los electrones y los iones a la

conducción de calor ( $\vec{q}_e$  y  $\vec{q}_i$ ) y determinar de este modo  $\chi_e$  y  $\chi_i$  separadamente. En su lugar, una difusividad efectiva de calor  $\chi_{ef}$  ha sido calculada, obtenida a partir del flujo total de conducción de calor ( $\vec{q}_{tot} = \vec{q}_e + \vec{q}_i$ ):

$$\chi_{ef} = -\frac{q_{tot}}{n_e \nabla T_e + n_i \nabla T_i} \approx -\frac{\overline{q_{tot}}}{n_t \nabla T_e} \quad (4.38)$$

donde  $n_t = n_e + n_i$  y:

$$\begin{aligned} P_{cond}(\rho) &\equiv q_{tot}(\rho)A(\rho) \\ &= \int_0^\rho p_{RF} + \int_0^\rho p_{OH} - \int_0^\rho \dot{w} - \int_0^\rho p_{conv} - \int_0^\rho p_{rad} \\ &= P_{RF}(\rho) + P_{OH}(\rho) - \dot{W}(\rho) - P_{conv}(\rho) - P_{rad}(\rho) \end{aligned} \quad (4.39)$$

$w$  es la densidad total de energía,  $p_{RF} = p_{RF}^e + p_{RF}^i$  y  $p_{conv} = p_{conv}^e + p_{conv}^i$ . En la ecuación (4.39) se indican sólo los términos más significativos del balance de energía en los experimentos considerados. En estos experimentos no hubo calentamiento del plasma mediante inyección de haces de neutros, y evidentemente para el caso óhmico  $P_{RF}(\rho) = 0$ . En los instantes seleccionados para la comparación las condiciones del plasma eran similares a las del análisis perturbativo y  $\dot{W}(\rho) \approx 0$ .

El código de transporte FALCON [Ham-90] ha sido usado para calcular los diversos términos del balance de energía en (4.39) y consecuentemente determinar  $\chi_{ef}$  usando (4.38). FALCON (*Fast Analysis of Local CONfinement*) es un código desarrollado para la interpretación de las propiedades de transporte del plasma en JET, que usa medidas experimentales y modelos físicos para resolver las ecuaciones de balance de partículas, corriente, momento y energía. El programa ha sido diseñado con el objeto de permitir un rápido análisis de un gran número de descargas, acceder y usar los datos producidos por todos los diagnósticos rutinariamente usados, y usar los mejores modelos disponibles compatibles con la rapidez de ejecución para aquellas cantidades que no son medidas directamente (por ejemplo, geometría magnética interna, deposición de potencia de los haces de neutros y radio frecuencia). La geometría magnética en FALCON es supuesta axisimétrica y determinada a partir de los resultados de los códigos de equilibrio MHD disponibles en JET y los parámetros del plasma

tales como la temperatura y la densidad son considerados cantidades de superficie de flujo.

Para el cálculo de  $\vec{q}_{tot}$  y  $\chi_{ef}$  FALCON ha usado los perfiles ECE de temperatura electrónica, los perfiles de densidad obtenidos mediante inversión Abel de los datos interferométricos y la carga iónica efectiva  $Z_{ef}$  determinada a partir de medidas de *bremmstrahlung* en el visible. Para la geometría magnética se han utilizado los resultados del código IDENTC así como para la densidad local de potencia óhmica:  $p_{OH}(\rho) = \langle \vec{E} \cdot \vec{j} \rangle$  donde  $\vec{j}$  es la densidad de corriente,  $\vec{E}$  el campo eléctrico, y  $\langle \rangle$  designa como se indicó en la sección 4.1.3 un promedio sobre la superficie de flujo  $\rho$ . Un modelo simplificado es incluido para estimar el perfil de deposición de radio frecuencia (ICRDEP [Hel-88])  $p_{RF}(\rho)$ . La radiación es descrita, en ausencia de medidas más directas en los casos aquí considerados, mediante un perfil localizado en la región externa del plasma que ajusta la potencia total radiada  $\int p_{rad} dV$  medida bolométricamente. Las pérdidas por convección son determinadas usando el flujo convectivo de calor  $\vec{q}_{conv}$  ( $\int_0^\rho p_{conv} = q_{conv}(\rho)A(\rho)$ ) calculado a partir del flujo total de partículas obtenido usando la ecuación de balance de partículas.

La consistencia de los datos utilizados es comprobada en cada caso comparando los valores deducidos por FALCON del voltaje del plasma a lo largo de una vuelta toroidal, de la energía total del plasma y de la producción total de neutrones de las reacciones D-D con los valores medidos experimentalmente.

En la figura 4.21 se muestran las distintas contribuciones a la ecuación de balance de potencia (4.39),  $P_i(\rho) = \int_0^\rho p_i$ , para las descargas consideradas como función de la coordenada de superficie de flujo  $\rho \approx r/a$ .  $P_{cond}$  designa las pérdidas totales por conducción:  $P_{cond}(\rho) = q_{tot}(\rho)A(\rho)$ . Los datos disponibles para el modo H no permitieron llevar a cabo en este caso un análisis de balance de potencia de suficiente confianza. Los principales parámetros de las descargas son mostrados en la tabla 4.1.

La conducción de calor constituye en todos los casos el mecanismo dominante de pérdida de energía. La radiación es despreciable en los casos con calentamiento adicional, y en la descarga óhmica sólo representa de un 10-20 % de las pérdidas por conducción en la mayor parte del plasma. El término de convección es siempre despreciable con la posible excepción del borde del plasma. En las descargas en modo L,

la radio frecuencia constituye el *input* principal de energía siendo la potencia depositada básicamente dentro de la región  $\rho/a \approx 0.4 - 0.5$ .

Las difusividades efectivas de calor calculadas se muestran también en la figura 4.21. Estimaciones de las barras de error son también dadas. Las regiones radiales cerca del centro y el borde del plasma están generalmente afectadas por las incertidumbres mayores. Para la región central esto se debe especialmente a incertidumbres en la geometría local y en los perfiles de deposición de calentamiento auxiliar, así como a fenómenos mhd (dientes de sierra). Para el borde del plasma, es debido a los errores mayores en las medidas y al papel dominante jugado por los procesos atómicos. Típicamente, el rango seguro para la interpretación es  $(0.2 - 0.4) \leq \rho \leq (0.75 - 0.85)$ .

Los resultados indican valores mayores del coeficiente de calor para los plasmas en modo L que para el caso óhmico, particularmente en la región externa del plasma. En los casos con calentamiento adicional  $\chi_{ef}$  se comporta de forma similar. Esta diferencia entre las difusividades inferidas para la descarga óhmica y las descargas en modo L es consistente con la deterioración observada en el modo L del tiempo de confinamiento de la energía.

Los valores deducidos de  $\chi_{ef}$  en la región  $0.1 \leq \rho \leq 0.5$  se encuentran en el rango de  $1-2 \text{ m}^2/\text{s}$ . La comparación con las medidas de  $\chi_e$  en la misma región espacial usando la inyección de pellets (ver tabla 4.1) indica que los valores obtenidos en el análisis transitorio son mayores que los determinados del balance de energía al menos por un factor de 2:  $\chi_e(\text{pellet})/\chi_{ef} \approx 2 - 7$ . Estos resultados están en acuerdo con los obtenidos en JET usando otras técnicas perturbativas [Tub-87, Rou-92].

### 4.3.2 Transporte de Densidad Electrónica

#### Descripción del Método

La evolución de la densidad después de la inyección del pellet es medida mediante interferometría (sección 4.2.2): la densidad integrada de línea a lo largo de seis cuerdas verticales es obtenida. Un código numérico es usado para modelar el transporte de partículas. La ecuación de transporte es resuelta en geometría cilíndrica como un problema de

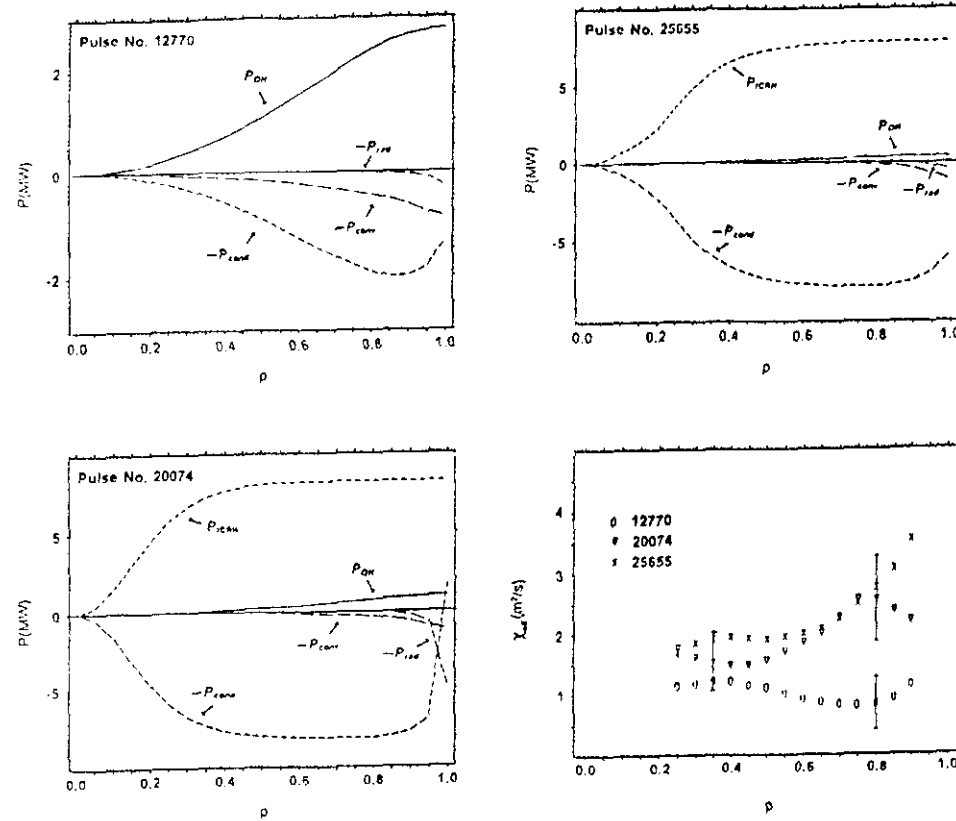


Fig. 4.21: Balance de potencia como función del radio menor  $\rho/a$  para el caso óhmico (12770) y las descargas en modo L de 2 y 3 MA (25655 y 20074). Los símbolos son:  $P_{OH}$  potencia de calentamiento óhmico,  $P_{rad}$  pérdidas por radiación,  $P_{conv}$  pérdida de potencia por convección,  $P_{cond}$  pérdidas por conducción,  $P_{RF}$  deposición potencia de radio frecuencia. Los perfiles de difusividad efectiva de calor  $\chi_{ef}$  obtenidos para estas descargas son también mostrados.

valores iniciales y las simulaciones de la evolución del perfil de densidad electrónica son utilizadas para calcular los cambios en la densidad integrada de línea. Los resultados de la simulación son entonces comparados con las medidas del interferómetro.

El procedimiento usado para obtener la difusividad de partículas  $D_e$  puede dividirse en las partes siguientes [Gon-88b,Che-89] (Fig. 4.22):

- I El punto de partida es la ecuación de transporte de la densidad (4.1) de la sección (4.1.2):

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_e = S_e$$

- El flujo  $\vec{\Gamma}_e$  de electrones es descrito de acuerdo a (4.5) como la suma de un término difusivo más un flujo convectivo o *pinch* de electrones  $\vec{\Gamma}_p$ :

$$\vec{\Gamma}_e = -D_e(r)\nabla n_e(r) + \vec{\Gamma}_p(r)$$

El flujo *pinch* se expresa como  $\vec{\Gamma}_p = n_e(r)\vec{V}_p(r)$  donde  $\vec{V}_p$  es la velocidad *pinch*. En el equilibrio ( $\partial n_e^0/\partial t = 0$ ) se tiene:

$$0 = \nabla \cdot (-D_e(r)\nabla n_e(r) + n_e(r)\vec{V}_p(r)) + S_e^0(r) \quad (4.40)$$

donde  $S_e^0(r)$  es la fuente de electrones en el equilibrio. En particular, en la región interior del plasma, donde  $S_e(r) \approx 0$ :

$$\vec{V}_p(r) \approx D_e(r)\nabla n_e(r)/n_e(r) \quad (4.41)$$

- La fuente principal de electrones  $S_e(r)$  está dada por la ionización de neutros H/D en el plasma. Los iones que dejan el plasma son neutralizados en las paredes y limitadores y pueden volver al plasma como átomos neutros, penetrar por intercambio múltiple de carga, e ionizarse de nuevo dentro de un 10% a 20% del radio menor. Los electrones liberados se calientan rápidamente a la temperatura del plasma. La forma espacial de  $S_e(r)$  asociada con la densidad de neutros es calculada usando el perfil de densidad de neutros obtenido

a partir de cálculos de transporte de neutros. El perfil de la fuente electrónica puede aproximarse como:

$$S_e(r) = S_0(\epsilon_1 e^{(a-r)/\lambda_1} + \epsilon_2 e^{(a-r)/\lambda_2} + \epsilon_3 e^{(a-r)/\lambda_3}) \quad (4.42)$$

donde  $\epsilon_i$  y  $\lambda_i$  son determinados a partir del perfil calculado. Los perfiles de  $S_e(r)$  así obtenidos se comportan de forma general como una función exponencial que decrece desde el borde del plasma hacia el interior con una longitud típica de decaimiento de 10 a 20 cm.  $S_e(r)$  es entonces normalizado usando el influjo de átomos neutros en el plasma desde las paredes y los limitadores determinado a partir de medidas de emisión  $H_\alpha/D_\alpha$  cerca del borde del plasma [Gon-85, Che-86]. La ionización de impurezas es también una fuente de electrones. La contribución de las impurezas se ha incluido de forma simple multiplicando la fuente de electrones debida a ionización de neutros por un factor que tiene en cuenta la concentración relativa de las principales impurezas (carbono-oxígeno en la fase del carbono, berilio-carbono en la fase del berilio) y el número de carga efectivo de los iones del plasma  $Z_{ef}$ .

En descargas con inyección de neutros (NBI), la ionización de los haces de neutros debe ser también considerada, aunque no es el caso de los experimentos aquí descritos.

La evolución  $S_e(r, t)$  de la fuente de electrones es obtenida usando la evolución temporal observada de la señal  $H_\alpha/D_\alpha$  suponiendo que la forma espacial de  $S_e(r)$  permanece aproximadamente constante.

- Usando un valor inicial para  $D_e(r)$ , el perfil de equilibrio de densidad previo al pellet (sección 4.2.2), y la fuente de electrones en el equilibrio  $S_e^0(r)$ , la velocidad *pinch*  $V_p(r)$  puede ser determinada usando (4.40).

II La ecuación de transporte de la densidad electrónica es resuelta numéricamente en geometría cilíndrica como un problema de valores iniciales entre  $r=0$  y  $r=a$ , usando  $S_e(r, t)$  y manteniendo constantes  $D_e(r)$  y  $V_p(r)$  durante toda la evolución temporal. El

perfil medido de densidad después del pellet (sección 4.2.2) constituye la condición inicial para la ecuación:  $n_e^1(r) = n_e(r, t = 0)$ .

- III La evolución obtenida del perfil de densidad es usada para calcular la densidad integrada de línea a lo largo de las seis cuerdas del interferómetro. Las simulaciones son entonces comparadas con las medidas.

El proceso es repetido para distintos valores de  $D_e(r)$  hasta lograr una buena simulación de los datos experimentales.

El coeficiente de difusión es parametrizado como  $D_e(r) = D_0[1 + \alpha(r/a)^\beta]$ , de modo que  $D_e(r)$  es mínimo en el centro del plasma y crece hacia el borde del plasma. Esta forma es sugerida por medidas previas del transporte de densidad en JET usando otras técnicas perturbativas [Gon-85, Che-86].

### Resultados

El transporte de electrones ( $D_e$ ) ha sido analizado en plasmas óhmicos, en plasmas óhmicos con potencia adicional de *Lower Hybrid* ( $P_{LH} \approx 0.5$  MW) y en descargas con alta potencia de radio frecuencia ( $P_{RF} \approx 4 - 10$  MW) en regímenes de alto (modo H) y bajo confinamiento (modo L). El plasma se operó en configuración de limitador excepto en el caso del modo H que correspondió a un plasma con dos puntos X. Los materiales de la primera pared en contacto con el plasma variaron de carbono a berilio, a carbono con berilio depositado mediante evaporación. En todos los casos el gas principal era deuterio. Los principales parámetros de las descargas son mostrados en la tabla 4.2.

El radio de penetración del pellet se halla en el rango  $r_p/a \approx 0.5-0.7$ . Entre un 40 y un 60 % del contenido nominal del pellet es depositado en el plasma correspondiendo al 10-20 % del número total de electrones del plasma previo al pellet.

La figura 4.23 muestra un ejemplo de la simulación de la evolución de la densidad integrada de línea en las cuerdas centrales del interferómetro después de la inyección de un pellet de 2.7 mm en el plasma. Debido al carácter integrado de línea de las medidas experimentales, los resultados de la simulación numérica son más sensibles al valor de promedio de  $D_e$  sobre el volumen del plasma que a la forma precisa de

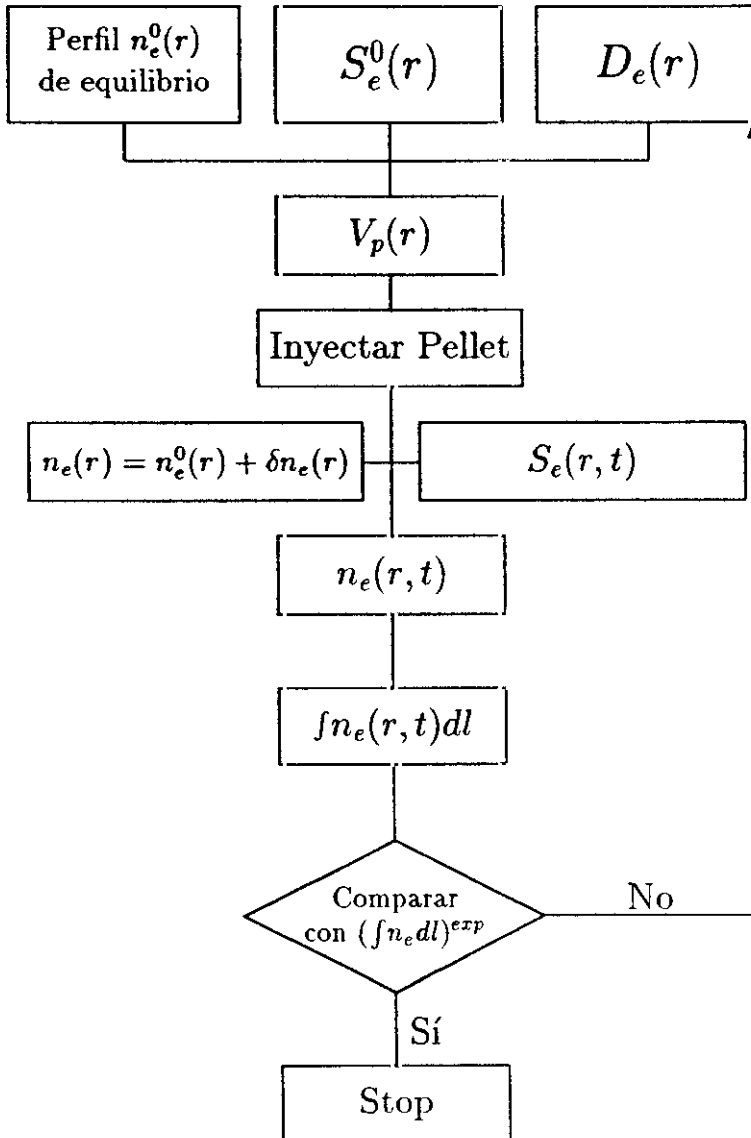
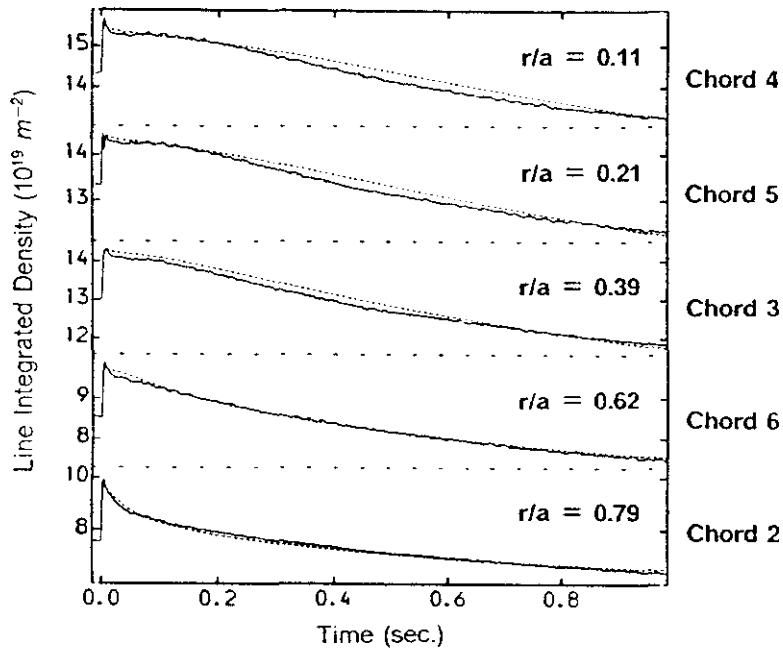


Fig. 4.22: Esquema del método utilizado para simular la evolución de la densidad después del pellet.

Descarga	$D_0$ ( $m^2/s$ )	$\langle D_e \rangle_{vol}$ ( $m^2/s$ )	Configuración	Régimen	$I_\phi$ (MA)	$B_\phi$ (T)	$P_{total}$ (MW)	$Z_{ef}$	$T_e(0)$ (keV)	$\bar{n}_e$ ( $\times 10^{19} m^{-3}$ )
21946	0.2-0.3	0.4-0.6	limitador (Be)	ohmico + Lower Hybrid	3.1	3.0	2.5	2.3	3.9	1.9
12770	0.35	0.70	limitador (C)	ohmico	3.1	2.3	2.7	4.2	3.2	2.0
21895	0.2-0.4	0.4-0.8	doble punto-X (C-Be)	modo H	3.1	3.0	4.1	2.4	6.6	3.8
25655	0.5-0.75	1.0-1.5	limitador (He-C)	modo L	2.0	2.7	7.8	2.7	6.5	2.5
20074	0.3	0.6	limitador (C/Be evap)	modo L	3.0	3.3	10.1	2.1	6.8	4.2

Tabla 4.2: Valores medidos de  $D_0$  en las descargas estudiadas. El valor promedio de  $D_e$  sobre el volumen del plasma,  $\langle D_e \rangle_{vol}$ , es también indicado.



**Fig. 4.23:** Medida de la evolución de la densidad integrada de línea en las cuerdas del interferómetro (línea continua) comparada con la simulación numérica (línea a trazos) para la descarga 20074:  $D_0 = 0.3 \text{ m}^2/\text{s}$ . La posición ( $r/a$ ) de las superficies magnéticas tangentes a las cuerdas es indicada. La evolución de  $\int n_e dl$  en la cuerda 1 ( $r/a = 0.96$ ), donde no fue posible obtener una simulación aceptable, no es mostrada.

$D_e$ . Una dependencia radial de tipo parabólico ha sido usada para  $D_e$ ,  $D_e(r) = D_0(1 + \alpha(r/a)^2)$  con  $\alpha = 2$ , basada en los resultados de otros experimentos de perturbación de la densidad en JET [Gon-85, Sip-91].

Los resultados obtenidos para  $D_0$  en las descargas analizadas se muestran en la tabla 4.2. Valores de  $0.2\text{-}0.75 \text{ m}^2/\text{s}$  han sido producidos. Los errores en la medida de  $D_0$  son apreciables (30-50 %), debido principalmente a las incertidumbres asociadas a la determinación de la fuente de electrones  $S_e$  y los perfiles iniciales de densidad ( $n_e^1(r)$  y  $n_e^0(r)$ ), que afectan de forma particular a la región exterior del plasma ( $r/a \geq 0.8$ ). Por este motivo, se encuentran en general mayores dificultades en la simulación de las cuerdas más externas del interferómetro.

especialmente en la cuerda 1 ( $r/a \approx 0.96$ ). Particular atención debe darse al caso en modo H en el que la simulación de la evolución de la densidad se vió complicada por el carácter transitorio de la descarga.

### 4.3.3 Comparación de $\chi_e$ y $D_e$

Las difusividades electrónicas de calor y densidad  $\chi_e$  y  $D_e$  han sido medidas simultáneamente para algunas de las descargas consideradas en las secciones 4.3.1 y 4.3.2. En la tabla 4.3 se muestran los valores de  $\chi_e$ ,  $D_e$  y la razón  $\chi_e/D_e$  obtenidos a partir de estas medidas simultáneas. Los resultados incluyen plasmas en los diferentes regímenes de confinamiento: óhmico, modo L y modo H con calentamiento adicional de radio frecuencia.

La comparación de las dos difusividades indica que en promedio la razón  $\chi_e/D_e$  es igual a  $12 \pm 8$  en  $r/a = 0.5$ . Las incertidumbres en  $\chi_e/D_e$  son importantes dado que se suman los errores en la determinación de  $\chi_e$  ( $\approx 20\%$ ) y  $D_e$  ( $\approx 30 - 50\%$ ). La comparación del valor promedio de las difusividades sobre la región  $0.1 \leq r/a \leq 0.5$  produce valores de  $\chi_e/D_e$  iguales a  $16 \pm 10$ .

El alto valor de  $\chi_e/D_e$  está de acuerdo con la observación de que la evolución de la temperatura tiene lugar de forma mucho más rápida que la evolución de la densidad. Las posibles correlaciones de la razón  $\chi_e/D_e$  con los parámetros del plasma resultan difíciles de deducir de estos experimentos dado el reducido número de datos y el pequeño rango de variación de la mayor parte de los parámetros. Los resultados, no obstante, no parecen indicar una dependencia de  $\chi_e/D_e$  del modo de confinamiento o de la potencia total de calentamiento del plasma.

## 4.4 Comparación de Resultados

En las secciones anteriores se han obtenido  $\chi_e$  y  $D_e$  a partir de la medida de la evolución de la temperatura y densidad siguiendo la inyección de un pequeño pellet en el plasma. En esta sección se discutirán otros métodos transitorios usados en JET para determinar los coeficientes de transporte: la propagación de las perturbaciones inducidas por un colapso diente de sierra, experimentos de modulación, la evolución de

Descarga	$\chi_e$ ( $m^2/s$ )	$D_e$ ( $m^2/s$ )	$\chi_e/D_e$	Régimen	$I_\phi$ (MA)	$P_{total}$ (MW)	$Z_{ef}$
12770	4	0.52	8	óhmico	3.1	2.7	4.2
21895	5-6	0.3-0.6	8-20	modo H	3.1	4.1	2.4
25655	5	0.75-1.12	4-7	modo L	2	7.8	2.7
20074	8-10	0.45	18-22	modo L	3	10.1	2.1

Tabla 4.3: Medidas simultáneas de  $\chi_e$ ,  $D_e$  y de la razón  $\chi_e/D_e$ . Los resultados corresponden a la posición radial:  $r/a = 0.5$ .

perfiles de densidad fuertemente perturbados durante experimentos de inyección de pellets, inyección de gas (*puffs de gas*) e impurezas en el borde del plasma.

### Perturbaciones Inducidas por Dientes de Sierra

Las perturbaciones de los perfiles de temperatura y densidad generadas por las inestabilidades dientes de sierra son usadas en JET para medir los coeficientes de transporte de calor y densidad  $\chi_e^{hp}$ ,  $D_e^{dp}$  donde los superíndices *hp* y *dp* se refieren a la determinación de  $\chi_e$  y  $D_e$  usando la propagación de las perturbaciones de temperatura (*heat pulse propagation*) y densidad (*density pulse propagation*) después del colapso diente de sierra. Un buen número de importantes resultados han sido obtenidos en JET usando esta técnica [Tub-87,Haa-91].

#### Evolución de la Temperatura:

Los cambios en la temperatura electrónica son medidos usando el polí-cromador ECE de 12 canales en varias posiciones radiales fuera del radio de mezcla de los dientes de sierra  $r_{mix}$ , típicamente en una región  $r = r_{mix}$  a  $r_{mix} + 0.2a$  donde  $\chi_e^{hp}$  es determinado. Las medidas ECE son usadas para medir en estas posiciones el tiempo y la amplitud de la máxima variación en la temperatura. La velocidad  $v$  y el amortiguamiento radial  $\alpha$  del máximo de la perturbación son entonces obtenidos y  $\chi_e^{hp}$  determinado de acuerdo a la expresión:

$$\chi_e^{hp} = 4.3 e a \left( \frac{a}{a-s} \right)^2 \frac{v}{\alpha} \quad (4.43)$$

donde  $e$  es la elongación del plasma,  $a$  el radio menor y  $s$  el *shift* de Shafranov (posición del eje magnético respecto al centro geométrico del plasma). Esta expresión es obtenida en ausencia de acoplamiento entre el transporte de calor y partículas, es decir, que  $\chi_e^{hp}$  se supone independiente de la densidad o el gradiente de densidad, y que durante el pulso de calor no hay cambios en la densidad. El método es descrito en detalle en [Tub-87,Lop-88].

$\chi_e^{hp}$  ha sido determinado en descargas en limitador para una variedad de condiciones del plasma: densidad central:  $2.0 - 4.0 \times 10^{19} m^{-3}$ , potencia total de calentamiento: 2.0-16.0 MW, carga iónica efectiva:

1.5-5.0 y corriente del plasma: 2.0-5.0 MA; descargas en helio no fueron incluidas. La siguiente ley de *escala* con los parámetros del plasma ha sido obtenida [Lop-90b]:

$$\chi_e^{hp} = (2.2 \pm 0.3)(r/a)^{1.4 \pm 0.2} Z_{ef}^{0.5 \pm 0.1} \langle T_e \rangle^{0.5 \pm 0.1} \quad (m^2/s) \quad (4.44)$$

donde  $(r/a)$  es el radio menor normalizado de la localización en el plasma donde  $\chi_e^{hp}$  es determinado,  $Z_{ef}$  es la carga iónica efectiva y  $\langle T_e \rangle$  es el valor promedio de la temperatura electrónica sobre el volumen del plasma; el parámetro  $(r/a)$  representa los efectos combinados de la corriente del plasma y los efectos locales de temperatura, densidad y densidad de corriente. De acuerdo con estos resultados se obtienen las siguientes conclusiones:

- $\chi_e^{hp}$  es independiente de la densidad del plasma;
- $\chi_e^{hp}$  es independiente de la potencia total de calentamiento;
- $\chi_e^{hp}$  depende claramente de la carga iónica efectiva y del valor promedio de  $T_e$  sobre el volumen del plasma;
- $\chi_e^{hp}$  depende fuertemente de  $(r/a)$ , usado para parametrizar todos los efectos de perfil y la influencia de la corriente del plasma;
- $\chi_e^{hp}$  excede la difusividad de calor inferida de cálculos de balance de potencia  $\chi_e^{bp}$  por un factor de 2 a 5.

Resultados recientes de una serie de descargas [Lop-92] en JET en que el radio de mezcla  $r_{mix}$  permaneció constante en tanto que la corriente del plasma  $I_\phi$  fue variada indican que  $\chi_e^{hp} \propto I_\phi^{-\alpha}$  con  $0.5 < \alpha < 1$  para estas descargas.

$\chi_e^{hp}$  ha sido también obtenida para plasmas en punto-X [Lop-90b], aunque el conjunto de datos disponible no es suficiente para llevar a cabo una ley de *escala* respecto los parámetros del plasma. En general, los valores de  $\chi_e^{hp}$  obtenidos no son sistemáticamente diferentes de los derivados para plasmas en limitador. Las medidas de  $\chi_e^{hp}$  no dan ninguna razón para suponer que el transporte de calor en la región de confinamiento en JET es diferente en plasmas en punto-X (modo óhmico, modo L o modo H) que en plasmas en limitador.

Evolución de la Densidad:

La evolución del perfil de densidad después de un colapso diente de sierra en JET es medida usando un reflectómetro de 12 canales en una región  $0.5 < r/a < 1.0$  en el plano medio horizontal del lado externo del plasma [Sip-89]. El pulso de calor generado por el diente de sierra se observa que alcanza el limitador antes que el pulso de densidad dando lugar a un aumento del reciclaje de iones en el borde del plasma y generando con ello un pulso de densidad que se propaga hacia dentro del plasma.

La existencia de este pulso de densidad propagándose hacia dentro hace necesario resolver numéricamente la ecuación de transporte de partículas para simular la evolución de la densidad después del diente de sierra, teniendo en cuenta los cambios que se producen en la fuente de electrones.  $D_e^{dp}$  es obtenido suponiendo que no existe acoplamiento con el pulso de calor ( $D_e^{dp}$  independiente de la temperatura o el gradiente de la temperatura). Los resultados de las simulaciones indican que la difusividad de partículas  $D_e^{dp}$  puede describirse mediante un perfil parabólico dado por [Sip-91]:

$$D_e^{dp}(0.5 < r/a < 1.0) = (0.12 - 0.22)(1 + 2r^2/a^2) \text{ m}^2/\text{s}$$

Este resultado es válido para plasmas en una variedad de condiciones.  $D_e^{dp}$  se encuentra independiente de la densidad y de la temperatura promedio sobre el volumen del plasma, y aumenta fuertemente en plasmas de helio en comparación con plasmas de deuterio.

La comparación de  $\chi_e^{hp}$  y  $D_e^{dp}$  cuando son medidas simultáneamente produce en promedio una razón  $\chi_e^{hp}/D_e^{dp}$  igual a  $12 \pm 4$  en  $r/a = 0.75$ .

Evolución Acoplada:

Un análisis acoplado de la evolución temporal de la densidad y la temperatura electrónica después de un colapso diente de sierra ha sido también realizado. Este análisis tiene en cuenta el acoplamiento explícito del transporte de calor y partículas a través de la presencia de la densidad y el flujo de electrones en la ecuación de balance de la energía, así como un acoplamiento implícito de los pulsos de calor y densidad debido a posibles dependencias de los coeficientes de transporte ( $\chi_e$  y  $D_e$ ) de  $n_e$ ,  $T_e$ ,  $\nabla n_e$  o  $\nabla T_e$ . Las ecuaciones de balance de la energía

y partículas (4.2) y (4.1) son entonces linealizadas en torno al equilibrio produciendo un conjunto de ecuaciones acopladas (usando notación vectorial) [Haa-91]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{z} = \mathbf{A} \nabla^2 \mathbf{z} + \mathbf{B} \nabla \mathbf{z} + \mathbf{C} \mathbf{z} + \mathbf{S} \quad (4.45)$$

con

$$\mathbf{z} = \begin{pmatrix} \delta n_e / n_e^0 \\ \delta T_e / T_e^0 \end{pmatrix}; \quad \mathbf{S} = \begin{pmatrix} \delta S_e \\ \delta Q_e \end{pmatrix}$$

donde  $\delta T_e$  y  $\delta n_e$  son las perturbaciones de la temperatura y densidad. El término más importante en estas ecuaciones es la matriz de difusión linealizada  $\mathbf{A}$  que tiene elementos diagonales que incluyen  $D_e^{dp}$  y  $\chi_e^{hp}$ ; los términos no diagonales incluyen una posible dependencia de  $D_e$  en  $\nabla T_e$  y de  $\chi_e$  en  $\nabla n_e$ , y constituyen de este modo una medida del acoplamiento entre el transporte de calor y partículas. Las matrices  $\mathbf{B}$  y  $\mathbf{C}$  son matrices linealizadas de convección y amortiguamiento y dan cuenta de los términos de más bajo orden en las ecuaciones acopladas. El vector  $\mathbf{S}$  representa los cambios en las fuentes de calor y partículas  $\delta S_e$  y  $\delta Q_e$ .

Se ha encontrado que con las ecuaciones acopladas, cuando uno de los elementos no diagonales de la matriz  $\mathbf{A}$  es negativo ( $A_{12} < 0$ ), es posible describir el decrecimiento inicial observado de la densidad local cuando el pulso de calor pasa, que no puede atribuirse a un cambio de posición en las superficies magnéticas de flujo en el Tokamak. El efecto de los términos no diagonales en la determinación de  $\chi_e^{hp}$  y  $D_e^{dp}$  es pequeño y da lugar a correcciones que descansan dentro de las barras de error de las medidas:  $\chi_e^{hp}$  se halla en el rango de 3 a 8 m<sup>2</sup>/s en tanto que  $D_e^{dp} = 0.2 - 0.8 \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $A_{12} \sim -2D_e^{dp}$  y  $A_{21} \ll \chi_e^{hp}$ . El alto valor de la razón  $\chi_e^{hp}/D_e^{dp}$  encontrada en el análisis no acoplado es confirmada.

## Experimentos de Modulación

### Modulación de la Potencia de Radiofrecuencia [Rou-92]:

El transporte de calor y partículas es estudiado en JET en experimentos de modulación de la potencia adicional de radio frecuencia (ICRF:

*Ion Cyclotron Resonance Frequency*). La potencia de radio frecuencia es modulada con una forma aproximada de onda cuadrada entre 6 y 9 MW, a 4 Hz, durante un período libre de dientes de sierra lo que permite estudiar el transporte sin la complicación de redistribuciones periódicas de los perfiles de temperatura y densidad debidas a estas inestabilidades.

Las modulaciones generadas de la temperatura electrónica son estudiadas mediante el policromador ECE. Las modulaciones de la densidad electrónica son estudiadas usando el interferómetro de infrarrojo de 6 canales. La densidad y temperatura electrónica son sometidas a un análisis de Fourier para producir la fase local y la amplitud de las componentes.

Un tratamiento acoplado del transporte de calor y partículas es llevado a cabo similar al mostrado para las perturbaciones inducidas por los dientes de sierra, y descrito por la ecuación (4.45). Las ecuaciones de transporte son resueltas numéricamente para perturbaciones armónicas de las fuentes de calor y partículas, produciendo simulaciones de la fase y amplitud de las modulaciones de temperatura y densidad. Los elementos de la matriz de transporte  $A$  en una región  $0 < r/a < 0.3$  son entonces obtenidos. Los valores producidos de las difusividades de calor y partículas usando esta técnica ( $\chi_e^{mod}$  y  $D_e^{mod}$ ) son similares a los obtenidos del análisis de la propagación de las perturbaciones siguiendo un colapso diente de sierra:  $\chi_e^{mod}$  es un orden de magnitud mayor que  $D_e^{mod}$  y  $\chi_e^{mod} \sim \chi_e^{hp}$ , confirmando el resultado relativo a la razón  $\chi_e^{mod}/\chi_e^{bp}$ . Este experimento muestra también que las perturbaciones de la temperatura electrónica generan perturbaciones de la densidad con  $(\delta n_e/n_e)/(\delta T_e/T_e) \sim -0.3$ , correspondiendo a  $A_{12} \sim -0.6 m^2/s$ .

#### Modulación de Gas [Rou-92]:

El transporte de partículas es determinado a partir de las perturbaciones armónicas (de 1-4 Hz) de la densidad electrónica producidas mediante modulación del suministro de gas desde el borde del plasma. Las modulaciones de la densidad son medidas mediante un reflectómetro de microondas de 12 canales y mediante interferometría. También se hace uso de la información contenida en las modulaciones de la tempera-

tura electrónica, medida mediante el policromador ECE. El análisis de Fourier de los datos produce la fase local y la amplitud de las modulaciones. Esta técnica se beneficia de las ventajas de la naturaleza localizada de las medidas reflectométricas y de la sensibilidad proporcionada mediante el análisis de Fourier. Probablemente la ventaja mayor de esta técnica de modulación es que permite la determinación directa de la distribución de la fuente de electrones  $S_e$ .

La ecuación linealizada de balance de partículas es resuelta para perturbaciones armónicas de la fuente electrónica. Una forma difusiva, con  $D_e$  constante, es supuesta para el flujo linealizado de electrones. La fuente electrónica se supone de la forma:  $S_e = S_a e^{(r-a)/\lambda}$ , y en primer orden se supone que la fuente perturbada  $\delta S_e$  tiene la misma forma espacial con una amplitud  $\delta S_a$ . La ecuación de balance de calor es también resuelta para las perturbaciones de temperatura: éstas proveen una comprobación de consistencia sobre la amplitud de las modulaciones de la densidad. Los parámetros  $D_e$ ,  $\delta S_a$  y  $\lambda$  son variados para ajustar los datos.

Los experimentos han sido realizados en plasmas de 3MA/3.1T y han producido coeficientes de difusión  $D_e$  en el rango de 0.3-0.75  $m^2/s$  consistentes con previos análisis de transporte de partículas. Los experimentos de modulación de gas confirman que la fuente de electrones  $S_e$  está fuertemente localizada cerca del borde del plasma en acuerdo con los cálculos de códigos de transporte de neutros. Con la fuente determinada experimentalmente, la velocidad *pinch*  $V_p$  puede ser calculada o (1) a partir del perfil de densidad de equilibrio usando el coeficiente de difusión obtenido o (2) mediante un ajuste de mínimos cuadrados de la forma  $\Gamma_e = -D_e \nabla n_e + n_e V_p$  a la evolución temporal del flujo de electrones  $\Gamma_e$ . La velocidad *pinch* así obtenida excede el valor neoclásico en casi un orden de magnitud en la región externa del plasma. Estos resultados están de acuerdo con deducciones previas de la fuente electrónica y conclusiones sobre la velocidad *pinch* y su relación al *pinch* neoclásico [Gon-85].

### Inyección de Pellets

Experimentos de inyección de pellets han sido llevados a cabo en JET produciendo perfiles fuertemente perturbados de densidad y la evolución

de los perfiles resultantes ha sido analizada [Bay-89,91]. Un código  $1\frac{1}{2} - D$  (geometría no circular) de transporte radial de partículas, PTRANS, ha sido usado para modelar la evolución medida experimentalmente del perfil de densidad electrónica.

Dos tipos de experimentos de inyección de pellets han sido investigados extensivamente: la inyección múltiple de pellets de 2.7 mm durante la fase de formación de la corriente del plasma (*current rise*) y la inyección de un único pellet de 4 mm al comienzo de la fase estacionaria de la corriente (*flat top*). Plasmas en configuración de limitador, con calentamiento óhmico, calentamiento adicional de radio frecuencia e inyección de haces de neutros han sido analizados durante períodos libres de actividad diente de sierra.

La penetración central de pellets da lugar a cambios importantes en el perfil de densidad previo: fuertes gradientes son producidos en la región central del plasma y el factor de *peaking*, definido como  $n_e(0)/\langle n_e \rangle$  donde  $\langle n_e \rangle$  es la densidad promedio sobre el volumen del plasma, experimenta un importante aumento. La evolución de los perfiles de densidad así creados en descargas óhmicas y en descargas con calentamiento de radio frecuencia que tienen bajo nivel de actividad MHD es simulada con una velocidad *pinch* neoclásica y con un coeficiente de difusión independiente del tiempo  $D_e$  que es bajo en el centro del plasma ( $\sim 0.1 \text{ m}^2/\text{s}$ ) y se incrementa fuertemente cerca de la superficie  $q = 2$  ( $\sim 0.3 - 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ ). Los casos con calentamiento auxiliar muestran típicamente una difusividad ligeramente mayor y tienen una velocidad neoclásica convectiva más baja. Algunas de las descargas con calentamiento adicional muestran un rápido decaimiento de la densidad central, que está correlacionado con niveles más altos de actividad MHD medidos en el borde del plasma. La evolución de la densidad en estas descargas puede ser modelada con un coeficiente de difusión dependiente de la temperatura y la velocidad *pinch* neoclásica. Descargas con pellets que no penetran al centro del plasma no exhiben un aumento significativo en  $n_e(0)/\langle n_e \rangle$  y la evolución de la densidad no puede ser modelada con la misma baja difusividad en el centro del plasma que las descargas anteriores. En todos los casos la difusividad  $D_e$  es 10-100 veces mayor que la difusividad neoclásica.

La difusividad de partículas determinada mediante cálculos de balance de partículas ha sido obtenida para un cierto número de descar-

gas con pellets. Los resultados indican que hay una fuerte correlación entre una difusividad más baja de partículas en la región central del plasma y un aumento en el *peaking* del perfil de densidad. La difusividad electrónica de calor determinada mediante cálculos de balance de potencia también indica una difusividad más baja con el aumento en el factor de *peaking*  $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ . Se señala que la supresión de los modos  $\eta_i$  en el centro del plasma mediante la creación de perfiles caracterizados por fuertes gradientes de densidad en la región interior del plasma y por un alto valor de  $n_e(0)/\langle n_e \rangle$  puede ser responsable de la mejora observada en el confinamiento de calor y partículas. Finalmente, la evolución observada de la densidad en estos experimentos y la simulada usando modelos empíricos y teóricos de transporte existentes no parecen estar particularmente de acuerdo.

## Inyección de Gas y Transporte de Impurezas

### Inyección de Gas:

Un perfil de densidad en estado estacionario puede ser perturbado mediante la introducción de deuterio u otros gases en el plasma, como argón o nitrógeno durante un intervalo corto de tiempo ( $< 100ms$ ) lo que se conoce como un *puff* (*soplo*) de gas. La ionización de los gases produce una pequeña perturbación del perfil de densidad electrónica que se propaga hacia el interior del plasma. Cambios similares pueden producirse en el perfil de densidad electrónica por la inyección de impurezas de alta y media  $Z$  en el plasma y que como describiremos más adelante pueden también usarse para estudiar el transporte de impurezas.

La difusividad electrónica  $D_e$  ha sido determinada en descargas en condiciones similares del plasma (3MA/2.8T) a partir de:

1. *puffs* de nitrógeno,
2. la perturbación de la densidad electrónica producida por una pequeña pieza de níquel que cayó de forma accidental en el plasma.

La evolución de la densidad es medida usando el reflectómetro y el interferómetro de infrarrojo lejano. Los coeficientes de transporte pueden ser

calculados a) resolviendo numéricamente la ecuación de transporte de partículas usando el código numérico desarrollado para el estudio de la evolución de la temperatura y densidad después de un diente de sierra, suponiendo que no existe acoplamiento con la evolución de la temperatura dado que medidas de la temperatura no estuvieron disponibles, b) usando el interferómetro para medir los cambios en el gradiente de densidad ( $\delta\nabla n_e$ ) y calcular el flujo perturbado de electrones ( $\delta\Gamma_e$ ) y obtener en consecuencia el coeficiente de transporte a partir de  $\delta\Gamma_e/\delta\nabla n_e$ .

El análisis de la evolución de la densidad después de un *puff* de nitrógeno ha producido valores de  $D_e = 0.5 \pm 0.1 \text{ m}^2/\text{s}$  usando las medidas del reflectómetro y el código numérico de transporte, y  $D_e = 0.6 \pm 0.2 \text{ m}^2/\text{s}$  usando la técnica de Flujo/Gradiente. Valores similares son obtenidos usando la misma técnica de Flujo/Gradiente para estudiar la evolución de las perturbaciones inducidas por la pieza de níquel:  $D_e = 0.5 \pm 0.1 \text{ m}^2/\text{s}$ . Estos resultados están en acuerdo dentro de las incertidumbres dadas con los valores medidos en descargas similares a partir de la evolución de la densidad después de un colapso diente de sierra [Sip-91]:  $D_e = 0.35 \pm 0.1 \text{ m}^2/\text{s}$ .

#### Transporte de Impurezas:

Impurezas metálicas son inyectadas de forma controlada en JET vaporizándolas mediante un pulso de un láser de Rubí de alta potencia desde una muestra situada en la parte inferior de la cámara de vacío donde se encuentran depositadas formando una fina capa de  $5\mu\text{m}$  de espesor. Esta técnica (*laser blow off*) es usada para estudiar el transporte de impurezas.

El transporte de impurezas ha sido estudiado en descargas óhmicas, en modo L y modo H para plasmas de deuterio de 3MA/3T en configuración de limitador o de punto-X (uno o dos puntos X), con un rango de densidades promedio sobre el volumen del plasma  $\langle n_e \rangle = 1 - 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  y  $T_e(0) = 4 - 9 \text{ keV}$  [Pas-91].

La progresión de las impurezas es seguida con buena resolución espacial y temporal mediante dos cámara de rayos X, una cámara vertical con 38 líneas de visión y una cámara horizontal con 62 líneas de visión que permiten la reconstrucción tomográfica de la emisión de rayos X. Información adicional es obtenida a partir de medidas de la evolución

temporal de las líneas espectroscópicas de emisión de las impurezas usando espectrómetros de rayos X y de ultravioleta de vacío (VUV). Los datos experimentales son simulados usando un código de transporte de impurezas en el que el flujo radial es descrito como la suma de una parte difusiva y un término convectivo,  $\Gamma_z = -D\nabla n_z + Vn_z$ . El coeficiente de difusión  $D$  y la velocidad convectiva  $V$  son tomados como funciones del radio menor y especificados para reproducir la evolución de los perfiles de emisividad de rayos X y de las líneas espectroscópicas de emisión durante el intervalo temporal entre colapsos diente de sierra.

Los resultados en todos los casos (óhmico, modo L y modo H) indican que el transporte de impurezas es pequeño en la región central del plasma, dentro de  $r/a \sim 0.3$ , con valores para  $D \sim 0.03 - 0.3 \text{ m}^2/\text{s}$  próximos a las predicciones neoclásicas. Fuera de  $r/a \sim 0.4$ , el transporte es mucho mayor que el neoclásico con valores para  $D \sim 0.8 - 1.2, 3 - 5$  y  $0.3 - 0.6 \text{ m}^2/\text{s}$  en plasmas óhmicos, en modo L y modo H respectivamente. Estos valores se aplican sólo a la fase entre colapsos diente de sierra; durante la fase misma del diente de sierra ( $\sim 100 \mu\text{s}$ ) el transporte es perturbado sobre la región central permitiendo a las impurezas entrar o dejar rápidamente esta región. La reducción observada en el tiempo de confinamiento de las impurezas  $\tau_{imp}$  en plasmas en modo L ( $\tau_{imp} \sim 150 - 200 \text{ ms}$ ) respecto a los plasmas óhmicos ( $\tau_{imp} \sim 250 - 350 \text{ ms}$ ) se explica por el incremento de la difusividad  $D$  en la región externa del plasma,  $r/a > 0.4$ . Los largos tiempos de confinamiento, del orden de segundos, observados en el modo H son explicados por un brusco aumento de la razón  $V/D$  en una pequeña región cerca del borde del plasma y por una reducción general de  $D$  respecto el modo L en la región externa del plasma.

La dependencia del transporte de impurezas con  $I_\phi$ ,  $B_\phi$ ,  $n_e$ ,  $T_e$  y  $P$  ha sido investigado con esta técnica en plasmas de helio en modo L y configuración de limitador [Pas-92]. Estos experimentos confirman que dos regiones distintas de transporte de impurezas existen en el plasma: la región central donde  $D$  es pequeña y próxima a las predicciones neoclásicas, y la región externa claramente anómala. El tamaño de la región central de transporte reducido es mayor cuanto más plano es el perfil del factor de seguridad  $q$  como se observa al aumentar la corriente del plasma o al reducir el campo toroidal. En plasmas con perfiles similares de  $q$  de 3MA/3.2T, se encuentra que el valor de  $D$

está correlacionado con  $\langle T_e \rangle$ ,  $\langle \nabla T_e \rangle$  en la región de transporte anómalo pero no depende de  $\langle n_e \rangle$  o  $\langle \nabla n_e \rangle$ , donde  $\langle \rangle$  designa promedios sobre el volumen del plasma.

## 4.5 Resumen y Discusión

### Resumen

La propagación de las perturbaciones de los perfiles de temperatura y densidad electrónica inducidas por la inyección de un pequeño pellet de deuterio que penetra superficialmente en el plasma ( $0.4 \leq r_p/a \leq 0.7$ ) es usada para determinar las difusividades electrónicas de calor y densidad  $\chi_e$ ,  $D_e$  en la región interior del plasma ( $0.1 \leq r/a \leq 0.5$ ) en el Tokamak JET.

Los cambios en la temperatura electrónica son medidos con el policromador ECE y las variaciones del perfil de densidad electrónico mediante interferometría. La evolución observada de la temperatura tiene lugar de forma mucho más rápida que la evolución de la densidad.

Los coeficientes de transporte ( $\chi_e$  y  $D_e$ ) son derivados suponiendo que no existe acoplamiento entre el transporte de calor y partículas. El análisis es realizado en plasmas de deuterio en diferentes regímenes de confinamiento: plasmas óhmicos y plasmas en modo L y modo H con calentamiento adicional de radio frecuencia.

$\chi_e$  es determinado suponiendo que el perfil de densidad después del pellet permanece estacionario durante la evolución de la temperatura y que las perturbaciones de las fuentes y sumideros de calor pueden despreciarse. Los cambios en las fuentes y sumideros de calor han sido estimados y no parecen afectar de forma importante ( $\sim 10-15\%$ ) los valores inferidos de  $\chi_e$  dentro de los errores en su determinación ( $\sim 15-20\%$ ) aunque estas estimaciones pueden estar sometidas a grandes incertidumbres particularmente por lo que se refiere al intercambio de energía electrón-ión. La evolución de la temperatura durante los intervalos típicos de análisis tampoco se ve afectada por la evolución de la densidad, que tiene lugar de forma muy lenta, pero las simulaciones muestran que para tiempos suficientemente largos se produce una recuperación de la temperatura que depende del valor  $D_e$  y sugiere la posibilidad de obtener simultáneamente  $\chi_e$  y  $D_e$  a partir de medidas

de la temperatura solamente.

La simulación de la evolución de la temperatura en la región  $r < r_p$  ha producido valores de  $\chi_e$  en el rango de  $4 - 10 \text{ m}^2/\text{s}$ . Los valores así obtenidos de  $\chi_e$  son mayores que la difusividad efectiva de calor determinada para las mismas descargas a partir de cálculos de balance de potencia por un factor  $2 - 7$ .

La evolución de la densidad ha sido simulada usando una difusividad  $D_e$  de tipo parabólico,  $D_e(r) = D_0(1 + 2r^2/a^2)$ , con  $D_0 = 0.2 - 0.75 \text{ m}^2/\text{s}$ .

La comparación de las difusividades de calor y partículas en todas las descargas en que  $\chi_e$  y  $D_e$  han sido medidas simultáneamente indica que  $\chi_e$  es mucho mayor que  $D_e$ , aproximadamente por un orden de magnitud. La razón  $\chi_e/D_e$  obtenida para estas descargas es en promedio igual a  $12 \pm 8$  en  $r/a = 0.5$ . Los resultados parecen indicar que no existe una correlación de  $\chi_e$ ,  $D_e$  o  $\chi_e/D_e$  con el modo de confinamiento o la potencia total de calentamiento del plasma; el número de casos analizados y el rango de parámetros de las descargas no hace posible obtener conclusiones sobre las posibles dependencias de los coeficientes medidos de los parámetros del plasma.

Nuestros valores para  $\chi_e$ ,  $D_e$ ,  $\chi_e/D_e$  y  $\chi_e/\chi_e^{bp}$  ( $\chi_e^{bp}$ : difusividad inferida de cálculos de balance de potencia) son consistentes con los resultados obtenidos en otros experimentos en JET: la medida simultánea de las difusividades de calor y partículas usando las perturbaciones inducidas por un colapso diente de sierra o los cambios de temperatura y densidad producidos por la modulación de la potencia de radio frecuencia, y la medida de  $D_e$  a partir del análisis de la evolución del perfil de densidad electrónico durante experimentos de modulación de gas o después de la inyección de gas e impurezas en el borde del plasma. La comparación con los resultados del análisis del transporte de electrones a partir de la evolución de perfiles de densidad electrónica fuertemente modificados por la deposición central de pellets de deuterio, o con los resultados de estudios de transporte de impurezas metálicas inyectadas en el borde del plasma, puede resultar en principio menos significativa dado que en el primer caso la densidad electrónica es fuertemente perturbada por los pellets, y en el segundo caso se estudia una especie distinta del plasma. Ambos experimentos coinciden en señalar la existencia de una región central de transporte reducido con valores

pequeños de la difusividad  $D$ , cercanos a los valores neoclásicos en el caso de las impurezas, y una región externa de transporte acrecentado. Los resultados obtenidos para la difusividad  $D$  se encuentran no obstante en un rango de valores ( $D \sim 0.1 - 1 \text{ m}^2/\text{s}$ ) consistente con los demás experimentos.

### Discusión

Diversas técnicas perturbativas son usadas en JET para determinar los coeficientes de transporte. Ha sido sugerido por Fredrickson et al. [Fre-90] que efectos propios a la inestabilidad diente de sierra, la técnica usada de forma más extensiva, dan lugar a una *perturbación extendida* que afecta a la propagación de las perturbaciones y desvían las conclusiones sobre el transporte subyacente. El uso de diferentes técnicas ha permitido demostrar que los resultados no dependen de la técnica particular empleada y no son de este modo un artefacto de la inestabilidad diente de sierra. Un número de importantes resultados comunes a todas ellas han sido obtenidos, entre éstos:

1. La difusividad de calor electrónica inferida usando técnicas perturbativas, que designaremos de forma general  $\chi_e^{pert}$ , excede la difusividad de calor derivada de un análisis local de balance de potencia,  $\chi_e^{bp}$ , típicamente por un factor de 2 a 5 (2 a 7 usando la inyección de pellets).
2.  $\chi_e^{pert}$  excede la difusividad de partículas determinada usando el mismo método perturbativo,  $D_e^{pert}$ , por un factor próximo a 10.

El primer resultado demuestra que el flujo conductivo de calor  $\mathbf{q}_e$  no es simplemente proporcional al gradiente de temperatura. Las diferencias entre  $\chi_e^{pert}$  y  $\chi_e^{bp}$  pueden ser atribuidas al hecho de que  $\chi_e^{pert}$  y  $\chi_e^{bp}$  son cantidades esencialmente diferentes [Tub-87]:  $\chi_e^{bp}$  es definida como  $\chi_e^{bp} = -q_e/n_e \nabla T_e$  mientras que  $\chi_e^{pert}$  corresponde a la difusividad de calor incremental  $\chi_e^{inc}$ :  $\chi_e^{pert} \equiv \chi_e^{inc} = \partial q_e / \partial (n_e \nabla T_e)$ .

En un marco matemático más elaborado desarrollado por Gentle [Gen-88] se demuestra que si los coeficientes de transporte  $\chi_e$  y  $D_e$  (definidos por una representación general de los flujos  $\vec{q}_e = -n_e \chi_e \nabla T_e$  y  $\vec{\Gamma}_e = -D_e \nabla n_e$ ) son funciones de los parámetros del plasma ( $n_e, \nabla n_e,$

$T_e, \nabla T_e$ ) entonces los coeficientes de difusión asociados con las perturbaciones pueden ser diferentes de los valores del equilibrio:

$$\chi_e^{pert} \equiv \chi_e^{inc} = -\left[\frac{1}{n_e} \frac{\partial q_e}{\partial(\nabla T_e)}\right] = \chi_e + \frac{\partial \chi_e}{\partial(\nabla T_e)} \nabla T_e^0 \quad (4.46)$$

$$D_e^{pert} \equiv D_e^{inc} = -\left[\frac{\partial \Gamma_e}{\partial(\nabla n_e)}\right] \quad (4.47)$$

mientras que:

$$\chi_e^{bp} = -\left[\frac{q_e}{n_e(\nabla T_e)}\right] = \chi_e \quad (4.48)$$

$$D_e^{bp} = -\left[\frac{\Gamma_e}{(\nabla n_e)}\right] = D_e \quad (4.49)$$

En este mismo marco se demuestra que la dependencia de  $\chi_e$  y  $D_e$  de los parámetros del plasma puede dar lugar a un fuerte acoplamiento de las perturbaciones de la temperatura y densidad, que ha sido a veces propuesto [Hos-87] como un posible mecanismo para explicar la gran diferencia entre los valores perturbativos de los coeficientes de transporte y los obtenidos de un análisis en estado estacionario. El acoplamiento de la temperatura y densidad ha sido inferido del análisis de la evolución de las perturbaciones inducidas por un colapso diente de sierra y durante experimentos de modulación de la potencia de radio de frecuencia: las perturbaciones de temperatura generan perturbaciones de densidad implicando la existencia de términos finitos no diagonales en la matriz de transporte [Haa-91,Rou-91], pero el efecto de estos términos sobre la determinación de  $\chi_e^{pert}$  y  $D_e^{pert}$  es pequeño y sólo da lugar a correcciones respecto del análisis no acoplado que se encuentran dentro de los errores de medida.

Es importante de este modo destacar que sólo dependencias funcionales de  $\chi_e$  y  $D_e$  respecto  $\nabla n_e$  y  $\nabla T_e$  pueden dar lugar a coeficientes de transporte  $\chi_e^{pert}$  y  $D_e^{pert}$  que difieren significativamente de los valores estacionarios. El hecho de que  $\chi_e^{pert} \equiv \chi_e^{inc} > \chi_e^{bp}$  sugiere que  $\chi_e$  es una función creciente de  $\nabla T_e$ , y es interpretada en JET como una evidencia para la existencia de un *pinch* de calor [Cal-87] o un gradiente de temperatura crítico [Reb-89].

El segundo resultado ( $\chi_e^{pert} \gg D_e^{pert}$ ) sugiere que la turbulencia electrostática, que lleva a  $\chi_e/D_e \sim 1 - 3$ , no es el mecanismo dominante de

transporte radial en la región de confinamiento del Tokamak JET. Este resultado es válido para plasmas en diversas condiciones y diferentes regímenes de confinamiento. Cierta cuidado debe ponerse sin embargo al usar esta razón  $(\chi_e/D_e)^{pert}$  como medida del valor estacionario de  $\chi_e/D_e$ :  $\chi_e$  puede depender de  $\nabla T_e$ , lo que cambia sustancialmente el valor de  $\chi_e^{pert}$  sobre  $\chi_e$ , mientras que  $D_e^{pert}$  puede ser igual a  $D_e$ , y estrictamente sólo podemos concluir que cualquier modelo de transporte que no prediga la gran razón  $(\chi_e/D_e)^{pert} \equiv (\chi_e/D_e)^{inc}$  es cuestionable.

El análisis local de balance de partículas y energía ( $D_e^{bp}$  y  $\chi_e^{bp}$ ) en algunos de los más importantes regímenes de operación del JET [Bal-90] ha mostrado que también  $D_e^{bp}$  es pequeña comparada a  $\chi_e^{bp}$ ; la comparación en estos casos de  $\chi_e^{bp}$  y  $D_e^{bp}$  con las predicciones de varios modelos de transporte anómalo indica que el modelo de turbulencia inducida por gradientes de presión neoclásicos y el modelo de gradiente de temperatura crítico de Rebut-Lallia-Watkins (RLW) dan en general un acuerdo razonable. El modelo RLW supone que es la turbulencia en la topología magnética producida cuando  $\nabla T_e$  es mayor que un cierto valor crítico,  $(\nabla T_e)_{cr}$ , el fenómeno subyacente que causa el transporte anómalo; este modelo predice la existencia de un flujo *pinch* de calor ( $q_p = n_e \chi_e \nabla (T_e)_{cr}$ ) así como la independencia de la propagación de la temperatura después de un colapso diente de sierra de la potencia total aplicada al plasma [Tub-87], y es capaz de reproducir adecuadamente la evolución observada de la temperatura y densidad después de un diente de sierra.

En conjunto, los resultados anteriores sugieren que la estocasticidad micromagnética, más que la turbulencia electrostática, puede constituir el mecanismo principal en el transporte radial anómalo observado en la región de confinamiento en JET en los distintos regímenes de operación.

El intrínsecamente mejor confinamiento de partículas que de energía sugerido por estos resultados puede suponer una importante barrera para el desarrollo de un futuro reactor: la mejora en el tiempo de confinamiento de la energía del plasma es observada ir asociada a una mejora en el confinamiento de las partículas lo que podría significar un problema para la extracción de las cenizas de helio producidas en las reacciones D-T y complicar el control del nivel de impurezas en el plasma. Un estudio más detallado de las relaciones entre  $D_e^{pert}$  y  $D_e^{bp}$ , y del transporte de helio e impurezas es necesario.



# Bibliografía

- [Bai-88] Bailey, W., Kupschus, P., Gadeberg, M., et al., en *Fusion Technology (Proc. 15th Symp. Utrecht, 1988)*, Vol. 1, North Holland, Amsterdam (1989) 720.
- [Bal-90] Balet, B., Bartlett, D., Cordey, J.G., et al., en *Controlled Fusion and Plasma Heating (Proc. 17th Europ. Conf. Amsterdam, 1990)*, Vol. 14B, Part I, European Physical Society (1990) 162.
- [Bay-89] Baylor, L.R., *Particle Transport in Pellet-fueled JET plasmas*, Tesis Doctoral, Univ. de Tennessee, Knoxville (1989).
- [Bay-91] Baylor, L.R., Houlberg, W.A., Milora, S.L., et al., *Nucl. Fusion* **31** (1991) 1249.
- [Bay-92] Baylor, L.R., Schmidt, G.L., Houlberg, S.L., et al., *Rep. JET-P(92)73*, Jet Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire (1992).
- [Bra-65] Braginskii, S.I., en *Reviews of Plasma Physics* (Leontovich, M.A., Ed.), Vol. 1, Consultants Bureau, New York (1965) 205.
- [Cal-87] Callen, J.D., Christiansen, J.P., Cordey, J.G., et al., *Nucl. Fusion* **27**(1987)1857.
- [Cha-84] Chang, C.T., Thomsen, K., *Nucl. Fusion* **24** (1984) 697.
- [Che-86] Cheetham, A., Christiansen, J.P., Corti S., et al., en *Controlled Fusion and Plasma Heating (Proc. 13th Europ. Conf. Schliersee, 1986)*. Vol. 10C, Part I. European Physical Society (1986) 240.

- [Che-87] Cheetham, A., Campbell, D.J., Gondhalekar, A., et al., en *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 14th Europ. Conf. Madrid, 1987)*, Vol. 11D, Part I, European Physical Society (1987) 205.
- [Che-89] Cheetham, A., Gondhalekar, A., De Haas, J.C.M., et al., en *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 12th Int. Conf. Nice, 1988)*, Vol. 1, IAEA, Vienna (1989) 483.
- [Cos-85a] Costley, A.E., Baker, E.A.M., Bartlett, D.V., et al., en *Proc. 5th Int. Workshop on ECE and ECRH, San Diego (1985)* 3.
- [Cos-85b] Costley, A.E., Baker, E.A.M., Brusati, M., et al., en *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 12th Europ. Conf. Budapest, 1985)*, Vol. 9F, Part I, European Physical Society (1985) 227.
- [Dun-90] Dunning, M.J., Mayer, F.J., Kammash, T., *Nucl. Fusion* **30** (1990) 919.
- [Fre-90] Fredrickson, E.D., McGuire, K., Cavallo, A., et al., *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 23.
- [Gen-88] Gentle, K., *Phys. Fluids* **31** (1988) 1105.
- [Gon-85] Gondhalekar, A., Cheetham, A., Corti, S., et al., 27th Meeting of American Physical Society, Division of Plasma Physics, en *Bull. Am. Phys. Soc.* **30**, San Diego (1985) 1525; Rep. **JET-P(85)31**, Jet Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire (1985).
- [Gon-88a] Gondhalekar, A., Campbell, D., Cheetham, A., et al., en *Controlled Fusion and Plasma Heating (Proc. 15th Europ. Conf. Dubrovnik, 1988)*, Vol. 12B, Part I, European Physical Society (1988) 151.
- [Gon-88b] Gondhalekar, A., Cheetham A., De Haas, J.C.M., et al., *Plasma Phys. Contr. Fusion* **31(5)** (1989) 805.
- [Haa-91] de Haas, J.C.M., O'Rourke, J., Sips, A.C.C., et al. *Nucl. Fusion* **31** (1991) 1261.

- [Ham-90] Hammén, H., Tibone, F., Corrigan, G., et al., Rep. **JET-R(90)06**, Jet Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire (1990).
- [Hel-88] Hellsten, T., Villard, L., Nucl. Fusion **28** (1988) 285.
- [Hir-77] Hirshman, S.P., Hawryluk, R.J., Birge, B.: PPPL-1326 Report (1977).
- [Hir-81] Hirshman, S.P., Sigmar, D.J., Nucl. Fusion **21** (1981) 1079.
- [Hos-87] Hossian, M., Kress, M., Nien Hu, P., Blank, A.A., Grad, H., **58** (1987) 487.
- [Hou-88] Houlberg, W.A., Milora, S.L., Attenberger, S.E., Nucl. Fusion **28** (1988) 595.
- [Hou-92] Houlberg, W.A., Attenberger, S.E., Baylor, L.R., et al., Nucl. Fusion **32** (1992) 1951; Rep. **JET-P(92)19**, JET Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire (1992).
- [Lao-81] Lao, L.L., Hirshman, S.P., Wieland, R.M., Phys. Fluids **24** (1981) 1431.
- [Laz-88] Lázaro, E., Mantica, P., Plasma Phys. Controll. Fusion **30** (1988) 1735.
- [Lop-88] Lopes Cardozo, N.J., Tubbing, B.J.D., Taroni, A., Tibone, F., Nucl. Fusion **28** (1988) 1173.
- [Lop-90a] Lopes Cardozo, N.J., de Haas, J.C.M., Hogeweij, G.M.D., et al., Plasma Phys. Controll. Fusion **32(11)** (1990) 983.
- [Lop-90b] Lopes Cardozo, N.J., de Haas, J.C.M., Nucl. Fusion **30** (1990) 521.
- [Lop-92] Lopes Cardozo, N.J., Konings, J.A., Peters, M., Summary of the Workshop on Perturbative Transport Studies and Relation to Confinement, held at FOM-Instituut voor Plasmafysica 'Rijnhuizen', The Netherlands. 16-18 March 1992, enviado para publicación a Nucl. Fusion.
- [McN-91] Mc Neill, D.H., Greene, G.J., Newburger, J.D., et al., Phys. Fluids B **3** (1991) 1994.

- [Mil-81] Milora, S.L., *J. Fusion Energy* **1** (1981) 15.
- [Pas-91] Pasini, D., Denne-Hinnov, Gianella, R., et al., en *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 18th Europ. Conf. Berlin, 1991)*, Vol. 15C, Part I, European Physical Society (1991) 333.
- [Pas-92] Pasini, D., Gianella, R., Lauro-Taroni, L., Magyar, G., Mattioli, M., en *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 19th Europ. Conf. Innsbruck, 1992)*, Vol. 16C, Part I, European Physical Society (1992) 283.
- [Pos-77] Post, D.E., Jensen, R.V., Tarter, C.B., et al., *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **20** (1977) 397.
- [Reb-89] Rebut, P., Lallia, P., Watkins, M.L., en *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 12th Int. Conf. Nice, 1988)*, Vol. II, IAEA, Vienna (1989) 191.
- [Rou-91] O'Rourke, J., Rimini, F., Start, D.F.H., Rep. **JET-P(91)47**, Jet Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire (1991).
- [Rou-92] O'Rourke, J., Kramer, G.J., Simonini, R., Sips, A.C.C., en *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 19th Europ. Conf. Innsbruck, 1992)*, Vol. 16C, Part I, European Physical Society (1992) 259.
- [Sal-88] Salzmann, H., Bundgaard, J., Gadd, A., et al., *Rev. Sci. Instr.* **59(8)** (1988) 1451.
- [Sal-88] Salzmann, H., Bundgaard, J., Gadd, A., et al., *Rev. Sci. Instr.* **59(8)** (1988) 1451.
- [Sip-89] Sips, A.C.C., Costley, A.E., de Haas, J.C.M., Prentice, R., en *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 16th Europ. Conf. Venecia, 1989)*. Part I, European Physical Society (1989) 99.
- [Sip-91] Sips, A.C.C., *Reflectometry and Transport in Thermonuclear Plasmas in the Joint European Torus*, Tesis Doctoral, Univ. de Eindhoven, Eindhoven (1991).

- [Tan-92] Tanzi, C.P., Measurement and Interpretation of non-thermal Electron Cyclotron Emission in Current Drive Regimes in the JET Tokamak, Corso di Laurea in Fisica, Università degli Studi di Milano (Febrero 1992); Rep. **JET-IR(92)06**, Jet Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire (1992).
- [Tub-85] Tubbing, B.J.D., Barbian, E., Campbell, D.J., et al., en Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 12th Europ. Conf. Budapest, 1985), Vol. 9F, Part I, European Physical Society (1985) 215.
- [Tub-87] Tubbing, B.J.D., Lopes Cardozo, N.J., Van der Wiel, M.J., Nucl. Fusion **27**(1987)1987.
- [Ver-83] Véron, D., en Diagnostics fo Fusion Reactors Conditions, Varenna, September 1982, EUR 8351-II EN, Vol. II, Pergamon Press, Oxford (1983) 283.
- [Wee-88] Weenink, M.P.H., The Heat Flux Equation of Electrons in Toroidal Plasmas with Arbitray Poloidal Cross Sections of the Magnetic Flux Surfaces, September 1982, EUR 8351-II EN, Vol. II, Pergamon Press, Oxford (1983) 283.



## Capítulo 5

# Transporte de Calor Iónico y Transporte Electrónico en el Borde del Plasma

El desarrollo experimentado por las diversas técnicas de diagnóstico de la temperatura y densidad electrónica ha permitido llevar a cabo un examen exhaustivo del transporte de calor y densidad electrónica en la región interior del plasma ( $r/a < 0.8$ ) tanto usando métodos perturbativos como mediante un análisis local en estado estacionario.

Una descripción completa de los mecanismos de transporte requiere sin embargo la determinación de las relaciones entre los diferentes flujos y gradientes que de forma general pueden escribirse:

$$-\begin{pmatrix} \Gamma \\ \vec{q}_e/n_e \\ \vec{q}_i/n_i \\ \vec{j} \\ \vec{M} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D & A_{12} & A_{13} & A_{14} & A_{15} \\ A_{21} & \chi_e & A_{23} & A_{24} & A_{25} \\ A_{31} & A_{32} & \chi_i & A_{34} & A_{35} \\ A_{41} & A_{42} & A_{43} & \sigma & A_{45} \\ A_{51} & A_{52} & A_{53} & A_{54} & \chi_\phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nabla n \\ \nabla T_e \\ \nabla T_i \\ \vec{E} \\ \vec{V}_\phi \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

donde  $\vec{\Gamma}$ ,  $\vec{q}_e$ , y  $\vec{q}_i$  designan los flujos de partículas y de calor electrónico e iónico perpendiculares a las superficies de flujo, y  $\nabla n$ ,  $\nabla T_e$ ,  $\nabla T_i$  los correspondientes gradientes perpendiculares a dichas superficies;  $\vec{j}$  y  $\vec{E}$  son la densidad de corriente y el campo eléctrico paralelos al campo magnético, y  $\vec{M}$ ,  $\vec{V}_\phi$  el flujo de momento angular toroidal y la velocidad de rotación toroidal perpendiculares a las superficies magnéticas.

El objetivo de los estudios de transporte es determinar los coeficientes de la matriz de transporte; de este modo, el análisis de los flujos de calor y densidad electrónica proporciona tan sólo una información parcial sobre los posibles mecanismos responsables. Así, por ejemplo, la medida simultánea de  $\chi_e$ ,  $\chi_i$ , y consecuentemente de la razón  $\chi_i/\chi_e$ , puede ser tan significativa de los mecanismos subyacentes de transporte como la determinación de la razón  $\chi_e/D_e$ . Por otro lado, los distintos flujos se hallan relacionados entre sí a través de los términos no diagonales de la matriz de transporte, y los elementos de esta matriz serán en general función de los parámetros locales del plasma tales como  $n_{e,i}$ ,  $\nabla n_{e,i}$ ,  $T_{e,i}$ ,  $\nabla T_{e,i}$ , etc. Los valores inferidos de las difusividades de calor y densidad mediante un análisis local de balance de potencia o partículas, o a partir de la evolución de perturbaciones inducidas en los perfiles de temperatura y densidad, estarán afectados de esta manera por el acoplamiento entre los procesos de transporte de las distintas cantidades del plasma. El análisis combinado de las propiedades de transporte de los diferentes parámetros del plasma (además de la temperatura y densidad electrónica) permitirá llenar por tanto un importante vacío en nuestra comprensión actual de los fenómenos de transporte.

El avance en los métodos de diagnóstico de estas cantidades desempeña un papel fundamental en este proceso. En este sentido, con la nueva generación de diagnósticos de la temperatura iónica, se están comenzando a realizar importantes esfuerzos en el estudio del transporte de calor iónico y, en consecuencia, de sus posibles conexiones con el transporte de calor y densidad electrónica.

Los análisis de transporte electrónico, por otra parte, han sido realizados mayoritariamente en la región de confinamiento del plasma, dentro de  $r/a \approx 0.8$ . El transporte de calor y partículas en la región externa ( $r/a > 0.8$ ), donde los procesos atómicos juegan un papel importante, puede ser de naturaleza muy distinta al transporte en la región interna del plasma, y desempeña además un papel fundamental en el comportamiento global del plasma; así, la transición del modo L, de bajo confinamiento, al modo H de alto confinamiento está asociada a cambios drásticos en las propiedades del borde del plasma, donde fuertes gradientes de temperatura y densidad son producidos, indicando la formación de una barrera de transporte. Analizar y comparar las propiedades de transporte de ambas regiones, la región central

y el borde del plasma, en los distintos regímenes de confinamiento constituye sin lugar a dudas un área de gran interés dentro de este tipo de estudios.

Este capítulo se refiere precisamente a la posibilidad de estudiar estos otros aspectos del transporte haciendo uso de las perturbaciones inducidas por un pequeño pellet en el plasma, y de sistemas de diagnóstico adecuados para este análisis. El transporte de calor iónico ( $\chi_i$ ) en el interior del plasma, como se mostrará en la sección 5.1, puede ser analizado a partir de la evolución de las perturbaciones producidas por un pellet en el perfil de emisión de neutrones termonucleares, procedentes de las reacciones D-D (deuterio-deuterio); el trabajo desarrollado por Cheetham et al. [Che-89] usando esta técnica será descrito en esta sección. En la sección 5.2 se presentarán medidas mediante sondas de Langmuir de la propagación hacia el borde del plasma de las perturbaciones de temperatura y densidad inducidas por un pellet de deuterio, que pueden ser utilizadas para analizar el transporte de calor y densidad electrónica en esta región del plasma. Finalmente, en la sección 5.3 se hará el resumen y la discusión del capítulo.

Es importante, sin embargo, tener presente que los análisis mostrados en las siguientes secciones son principalmente indicativos de estas otras posibilidades que la técnica de inyección de pellets ofrece para los estudios de transporte. La evidencia experimental y los procedimientos usados serán presentados, pero los resultados no pueden ser considerados conclusivos; el diseño de experimentos apropiados y la disponibilidad de un conjunto de datos experimentales más adecuados hará posible en un futuro llevar a cabo estudios sistemáticos sobre los que se puedan extraer conclusiones sobre las propiedades de transporte de un plasma tokamak.

## 5.1 Transporte de Calor Iónico

En esta sección se presentará un análisis del transporte de calor iónico a partir de las perturbaciones producidas en el perfil de temperatura iónica por un pequeño pellet de deuterio que penetra superficialmente en el plasma, como se describe en [Che-89].

La deposición del pellet en el plasma da lugar a una perturbación del

perfil de densidad iónica entre  $r_p$  y  $a$  ( $\delta n_D(r) = \delta n_e(r)$ ) produciendo simultáneamente un descenso de la temperatura iónica  $T_i$  en dicha región, de forma análoga a como tiene lugar la perturbación de los perfiles de temperatura y densidad electrónica<sup>1</sup>. La evolución posterior de las perturbaciones de  $T_i(r)$  puede ser usada para determinar el coeficiente de difusión  $\chi_i$ .

Los perfiles de temperatura iónica no pueden ser medidos actualmente de forma directa con la resolución espacial y temporal necesaria para este análisis, por lo que propagación de las perturbaciones producidas en la emisión de neutrones termonucleares, medida mediante una cámara de neutrones multi-cuerda, ha sido usada para deducir la difusividad de calor iónico  $\chi_i$ .

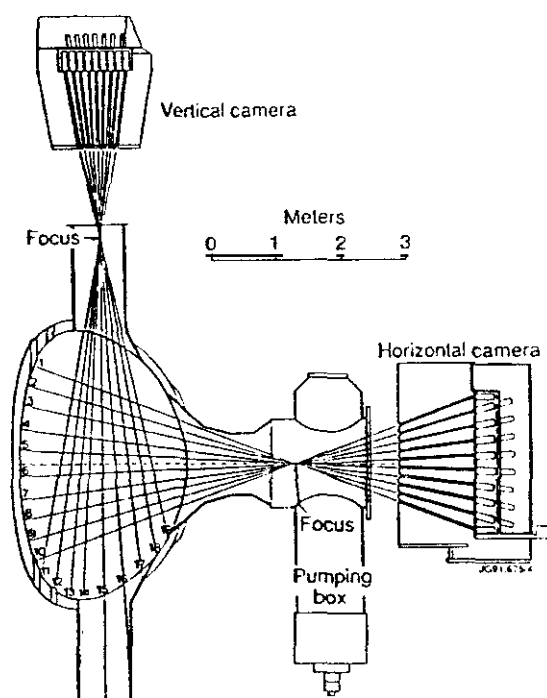
### 5.1.1 Evidencia Experimental

El comportamiento de los iones de deuterio en un plasma termonuclear D-D es estudiado de forma extensiva en JET usando un monitor del perfil de emisión de neutrones [Ada-87]. Este diagnóstico consiste en una cámara horizontal con 10 canales y una cámara vertical con 9 canales que miran una sección poloidal del plasma a lo largo de diferentes líneas de visión, como se muestra en Fig. 5.1. Las medidas, después de correcciones por ángulo sólido, eficiencia del detector, atenuación de neutrones..., proporcionan la emisión de neutrones integrada de línea para cada canal:  $\int E_n dl$ , donde  $E_n$  es la emisividad local de neutrones, esto es, el número de neutrones emitidos por unidad de tiempo y volumen ( $n/m^3/s$ ), supuesta constante sobre las superficies magnéticas de flujo ( $E_n(\rho)$ ). Estas medidas pueden usarse para obtener el perfil de emisión de neutrones mediante diversas técnicas de inversión.

La figura 5.2 muestra la evolución temporal de la emisión de neutrones integrada de línea en cinco cuerdas verticales, que miran a la mitad externa de una sección poloidal del plasma, después de la inyección

---

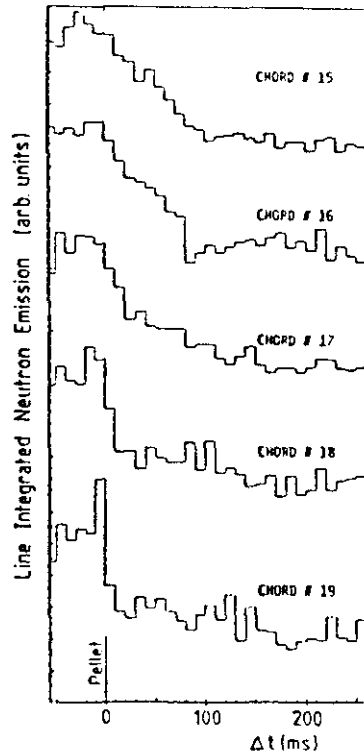
<sup>1</sup>El término *ión* y el subíndice *i* usado durante esta sección se referirá siempre a la especie iónica principal que en general y en particular en este caso corresponde al deuterio. La notación  $n_D$  no obstante se seguirá manteniendo para la densidad de deuterio. La temperatura de las especies iónicas del plasma, por otro lado, puede ser considerada igual para todas las especies, dado el rápido intercambio de energía que entre ellas tiene lugar.



**Fig. 5.1:** Dibujo esquemático de la geometría de las líneas de visión del Monitor del Perfil de Emisión de Neutrones en JET. Cada línea de visión se identifica mediante un número (1-10 para las cuerdas horizontales y 11-19 para las cuerdas verticales).

de un pellet de 2.7 mm en un plasma de deuterio, en una descarga en modo H con calentamiento adicional de haces de neutros (átomos de deuterio), y limitado por una separatriz magnética formada durante operación con punto-X. Los parámetros básicos de la descarga son:  $I_\phi = 3MA$ ,  $B_\phi = 3T$ ,  $T_i(0) \approx T_e(0) \cong 5keV$ ,  $\bar{n}_e (\times 10^{19} m^{-3}) \cong 5$ ,  $Z_{ef} \cong 4$  y una potencia adicional de calentamiento de  $\approx 8MW$ . El radio de penetración del pellet es  $r_p/a \approx 0.6$ .

La deposición del pellet en el plasma reduce instantáneamente la temperatura iónica para  $r \geq r_p$ . En Fig. 5.2 puede observarse que la emisión de neutrones en las cuerdas que pasan a través del plasma frío (cuerda 19) cae también instantáneamente, mientras que la emisión de



**Fig. 5.2:** Evolución de la emisión de neutrones integrada de línea después de la inyección del pellet ( $t=0$ ) a lo largo de cinco cuerdas verticales (15-19) con un radio mayor en el plano medio entre 3.78 m (cuerda 19) y 3.02 m (cuerda 15). La geometría de las líneas de visión ha sido mostrada en la figura anterior.

neutrones en las cuerdas más interiores decae más lentamente. Esta figura muestra una perturbación de la emisividad de neutrones debida a un frente *frío* de temperatura iónica viajando difusivamente hacia el interior del plasma.

En plasmas óhmicos, en los que  $T_i$  no es lo bastante alta como para producir un producto suficientemente alto de neutrones, no es posible llevar a cabo un análisis de la evolución temporal del perfil de emisión de neutrones de suficiente calidad.

### 5.1.2 Análisis

El coeficiente de difusión de calor  $\chi_i$  es obtenido simulando la evolución observada de la emisión de neutrones integrada de línea ( $\int E_n dl$ ) después de la deposición del pellet en el plasma. Para ello, la evolución del perfil de temperatura iónica  $T_i(r, t)$  es calculada usando un modelo difusivo con fuentes para el transporte de calor iónico, y los resultados de la simulación son empleados para determinar la emisión integrada de línea a lo largo de las cuerdas de la cámara de neutrones; los valores obtenidos de  $\int E_n dl$  son entonces comparados con las medidas experimentales. La descarga en modo H considerada en el apartado anterior ha sido analizada.

#### Perfiles Pre-pellet y Post-pellet

La evolución de la temperatura iónica es obtenida a partir la ecuación de transporte de calor iónico como se describirá más adelante. Los perfiles de temperatura y densidad iónica previos al pellet (pre-pellet),  $T_i^0(r)$  y  $n_D^0(r)$ , así como los perfiles perturbados justo después del pellet (post-pellet),  $T_i^1(r)$  y  $n_D^1(r)$ , son necesarios para resolver esta ecuación. La determinación de estos perfiles es sin embargo más compleja que en el caso de la temperatura y densidad electrónica debido a la ausencia de medidas directas de  $n_D(r)$  y  $T_i(r)$ <sup>2</sup>.

El perfil pre-pellet de densidad  $n_D^0(r)$  es tomado igual al perfil de densidad electrónica  $n_e^0(r)$  (medido mediante interferometría) aparte de un factor de dilución ( $n_D^0/n_e^0$ ) que es supuesto constante a lo largo del plasma;  $n_D^0/n_e^0$  es deducido a partir de la carga efectiva del plasma  $Z_{ef}$ , obtenida usando medidas de emisión de *bremmstrahlung* en el visible (BV), y teniendo en cuenta las concentraciones relativas de las principales impurezas del plasma (carbono y oxígeno en este caso).

La temperatura iónica en el equilibrio previo al pellet,  $T_i^0(r)$ , es

<sup>2</sup>Medidas de los perfiles de temperatura y densidad de deuterio como las obtenidas mediante espectroscopía de recombinación de intercambio de carga durante la inyección de haces de neutros son usadas de forma rutinaria en JET, aunque en la descarga analizada no estuvieron disponibles, y en cualquier caso presentan una limitada resolución temporal. En el experimento considerado sólo fue posible obtener el valor de  $T_i$  en el centro del plasma  $T_i(0)$  usando esta técnica espectroscópica.

supuesta de forma *gaussiana*,  $T_i^0(r) = T_i^0(0)e^{-(r/\alpha)^\beta}$ , y el valor de  $T_i$  en el centro del plasma ( $T_i^0(0)$ ) es obtenido mediante espectroscopía de recombinación de intercambio de carga (CXRS: *Charge Exchange Recombination Spectroscopy*). Los perfiles de temperatura y densidad ( $T_i^0(r)$  y  $n_D^0(r)$ ) son entonces utilizados para calcular el perfil de emisividad de neutrones termonucleares (producidos en la reacción D-D) en el equilibrio previo al pellet,  $E_n^C(r)$ , donde el superíndice  $C$  se referirá a partir de ahora a los perfiles de emisividad termonuclear calculados usando  $T_i^0(r)$  y  $n_D^0(r)$ :

$$E_n^C(r) = \frac{1}{2} (n_D^0(r))^2 < \sigma v > \quad (5.2)$$

$< \sigma v >$  es la reactividad para la reacción de fusión  $D(D, n)^3He$ , que es función de  $T_i$  [Per-79]. Los parámetros  $\alpha$  y  $\beta$  del perfil  $T_i^0(r)$  son iterados hasta que el producto total de neutrones termonucleares calculado,  $Y_{tn}^C = \int E_n^C dV$ , coincide con el determinado experimentalmente ( $Y_{tn}^{exp}$ ).

$Y_{tn}^{exp}$  es determinado como sigue. El producto total de neutrones del plasma ( $Y_{tot}$ ) (número total de neutrones emitidos por unidad de tiempo) es medido usando tres pares de cámaras de fisión pegadas a los limbos magnéticos en el plano medio del tokamak.  $Y_{tot}$  está dado en esta descarga por la suma de las contribuciones de los neutrones producidos en las reacciones de fusión D-D ( $Y_{tn}$ ) más los resultantes de la interacción de los haces inyectados de neutros con el plasma ( $Y_{hp}$ ,  $hp \equiv haz-plasma$ ),  $Y_{tot} = Y_{tn} + Y_{hp}$ . La contribución a  $Y_{tot}$  de los neutrones producidos en la interacción haz-plasma ( $Y_{hp}$ ) es deducida a partir de un cálculo modelo de la dinámica de los haces de neutros usando el código TRANSP [Gol-81]. Este cálculo modelo también produce el perfil de emisividad de neutrones para la reacción haz-plasma,  $E_{hp}(r)$ . Finalmente,  $Y_{tn}^{exp}$  es obtenida a partir de  $Y_{tot}$  y  $Y_{hp}$ .

En Fig. 5.3 se representa de forma esquemática el proceso seguido para determinar  $T_i^0(r)$  y  $n_D^0(r)$ . El perfil de equilibrio  $T_i^0(r)$  así obtenido para la descarga analizada se muestra junto con la temperatura electrónica en Fig 5.4 a. En esta misma figura (Fig. 5.4 b) se muestra el perfil de emisividad de neutrones previo al pellet,  $E_n^0(r)$ , calculado a partir de  $T_i^0$ ,  $n_D^0$  y  $E_{hp}(r)$  ( $E_n^0(r) = E_n^C(r) + E_{hp}(r)$ ); los valores obtenidos de  $\int E_n^0 dl$  a partir de este perfil son comparados con los medidos experimentalmente en las cuerdas de la cámara vertical de neutrones.

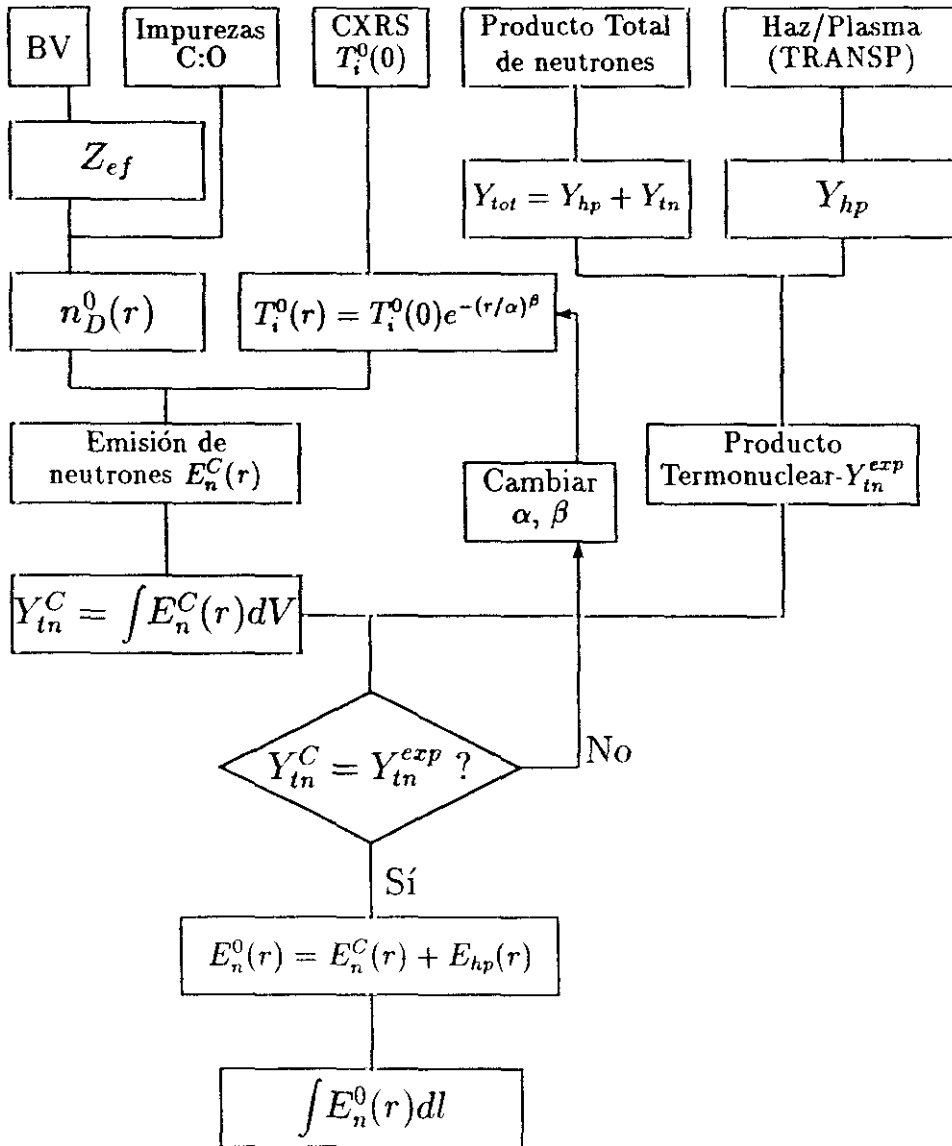
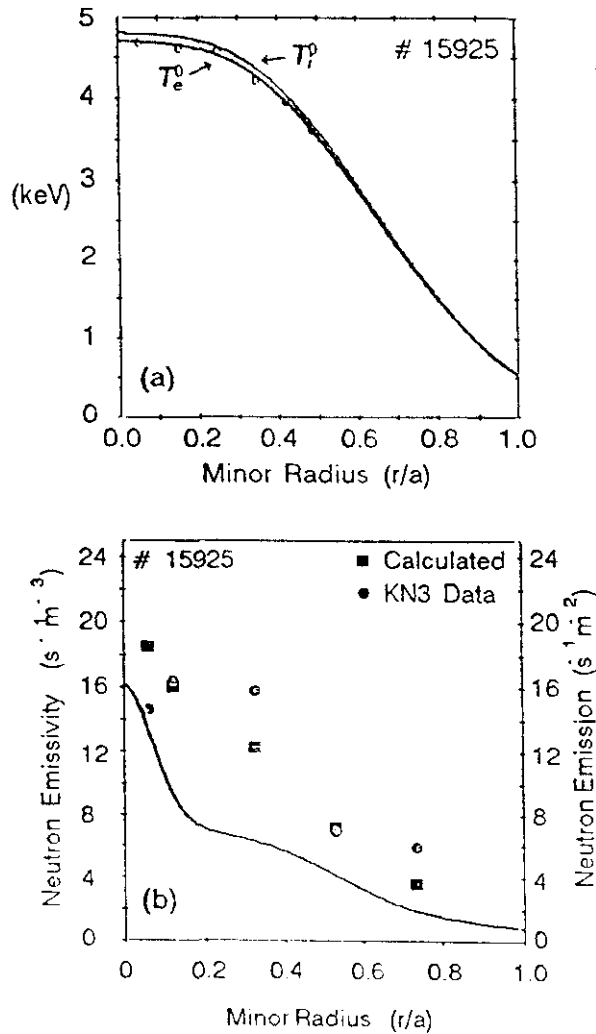


Fig. 5.3: Diagrama esquemático del procedimiento utilizado para obtener los perfiles de equilibrio de temperatura y densidad iónica ( $T_i^0(r)$ ,  $n_D^0(r)$ );  $T_i^0(r)$ ,  $n_D^0(r)$  son usados para obtener el perfil de emisividad de neutrones ( $E_n^0(r)$ ) y la emisión de neutrones integrada de línea a lo largo de las cuerdas de la cámara vertical de neutrones (ver la figura siguiente).



**Fig. 5.4:** a) Perfil de temperatura iónica previo al pellet obtenido siguiendo el proceso descrito anteriormente. La temperatura electrónica  $T_e^0(r)$  para la misma descarga es también mostrada. Los círculos indican las medidas del policromador ECE. b) Perfil de emisividad de neutrones en el equilibrio ( $E_n^0(r)$ ) obtenido usando el perfil de temperatura iónica de la figura (a). La emisión integrada de línea calculada a partir de  $E_n^0(r)$  (círculos) a lo largo de las cuerdas 15-19 de la cámara de neutrones (sistema KN3) es comparada con los valores medidos experimentalmente (cuadrados).

Por último, el perfil de densidad de deuterio justo después del pellet ( $n_D^1(r)$ ) es obtenido como en el caso de la densidad electrónica a partir del perfil de deposición del pellet,  $n_D^1(r) = n_D^0(r) + \delta n_D(r)$ , donde  $\delta n_D(r) = \delta n_e(r)$ . El perfil post-pellet de temperatura ( $T_i^1(r)$ ) es deducido suponiendo una respuesta adiabática de la temperatura iónica.

### Simulación

La evolución de la temperatura iónica es calculada mediante un modelo análogo al utilizado para estudiar la evolución de la temperatura electrónica:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} n_D(r) T_i(r) \right) = -\nabla \cdot \vec{q}_i + S_{Ei}(r) \quad (5.3)$$

donde  $\vec{q}_i$  representa el flujo conductivo de calor iónico:

$$\vec{q}_i = -n_D \chi_i \nabla T_i + \vec{q}_p \quad (5.4)$$

$\vec{q}_p$  es un flujo *pinch* de calor y  $S_{Ei}(r)$  representa las fuentes y sumideros de calor. La ecuación (5.3) es simplificada usando las mismas aproximaciones que en el caso de la temperatura electrónica. Dado que las perturbaciones inducidas por el pellet son pequeñas se supone que  $S_{Ei}(r)$  y  $\vec{q}_p$  permanecen constantes e igual a su valor en el equilibrio siendo combinadas en una fuente efectiva de calor,  $S_{ef} = S_{ef}^0 = -\nabla \cdot \vec{q}_p + S_{Ei}(r)$ . Por otro lado, dada la lenta evolución de la densidad,  $n_D(r)$  puede suponerse estacionaria e igual a su valor justo después del pellet ( $n_D^1(r)$ ) durante los tiempos característicos de análisis de la evolución de la temperatura  $T_i(r, t)$ . De este modo, la ecuación (5.3) queda simplificada en la forma:

$$\frac{3}{2} n_D^1(r) \frac{\partial T_i}{\partial t} = \nabla \cdot [\chi_i(r) n_D^1(r) \nabla (T_i(r))] + S_{ef}(r) \quad (5.5)$$

donde

$$S_{ef}(r) = S_{ef}^0(r) = -\nabla \cdot [\chi_i(r) n_D^0(r) \nabla (T_i^0(r))] \quad (5.6)$$

La ecuación (5.5), usada para calcular la evolución de  $T_i$ , es resuelta numéricamente en geometría cilíndrica como un problema de valores iniciales entre  $r=0$  y  $r=a$ . Los resultados de la simulación para  $T_i(r, t)$  son usados junto con  $n_D^1(r)$  para obtener la emisividad de neutrones

termonucleares  $E_n^C(r, t)$ ,  $E_n^C(r, t) = (n_D^1(r))^2 \langle \sigma v \rangle (r, t)/2$ . La emisividad total de neutrones ( $E_n(r, t) = E_n^C(r, t) + E_{hp}(r)$ ) es entonces calculada suponiendo que el perfil de emisividad de neutrones haz-plasma  $E_{hp}(r)$  permanece constante e igual a su valor en el equilibrio, deducido usando el código TRANSP, lo que es razonable dado que el pellet sólo produce una pequeña perturbación en los parámetros del plasma, y la potencia adicional de calentamiento mediante haces de neutros permanece constante. Los valores de la emisión integrada de línea obtenidos a partir de  $E_n(r, t)$  son finalmente comparados con las medidas de la cámara vertical de neutrones.

El procedimiento utilizado para determinar la difusividad de calor iónico puede resumirse del siguiente modo (Fig. 5.5):

- I Los perfiles de equilibrio ( $T_i^0(r)$ ,  $n_D^0(r)$ ), obtenidos como se explicó anteriormente, junto con un valor inicial para  $\chi_i(r)$  son usados para calcular la fuente efectiva de calor  $S_{ef}$  de acuerdo a la ecuación (5.6).
- II La ecuación de transporte de calor (5.5) es resuelta como un problema de valores iniciales entre  $r=0$  y  $r=a$  usando los perfiles post-pellet de temperatura y densidad como condiciones iniciales en  $t=0$ :  $T_i^1(r)=T_i(r, t=0)$  y  $n_D^1(r)=n_D(r, t=0)$ .  $\chi_i$  es supuesta constante durante toda la evolución temporal.
- III La evolución de  $T_i(r)$ , la correspondiente emisividad de neutrones termonucleares  $E_n^C(r, t)$ , y la emisión total de neutrones integrada de línea en cada cuerda de la cámara de neutrones son calculadas. Los resultados son comparados con la evolución medida de  $\int E_n dl$ .

El valor de  $\chi_i(r)$  es iterado y el proceso descrito repetido hasta que una buena simulación de las medidas experimentales de la emisión total integrada de línea es encontrada (Fig. 5.6). Una dependencia radial de  $\chi_i$  del tipo  $\chi_i(r) = \chi_0[1 + \alpha(r/a)^\beta]$  es supuesta en las simulaciones.

Este procedimiento ha producido para la descarga en modo H considerada  $1 < \chi_i(m^2/s) < 3$  y, junto con  $\chi_e$ .  $0.3 < \chi_i/\chi_e < 1$  [Che-89]. Los resultados están afectados por los errores en las medidas del producto de neutrones, del perfil de emisividad de neutrones haz-plasma y de los perfiles pre-pellet y post-pellet de temperatura y densidad.

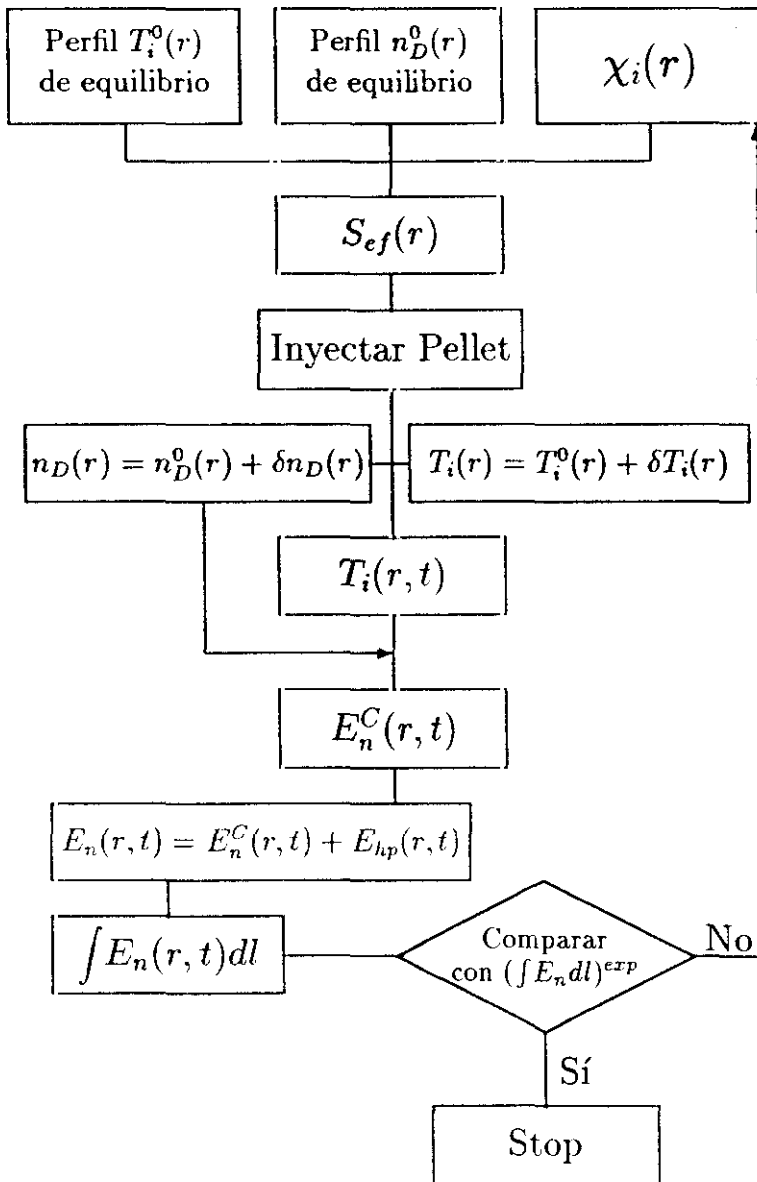


Fig. 5.5: Esquema del proceso computacional seguido para determinar la difusividad de calor  $\chi_i$ .

El plasma, por otro lado, es observado entrar en una fase no estacionaria después del pellet, aparte del propio proceso transitorio inducido por el pellet, por lo que estos resultados deben ser tratados con precaución, particularmente por lo que se refiere al valor absoluto de  $\chi_i$ .

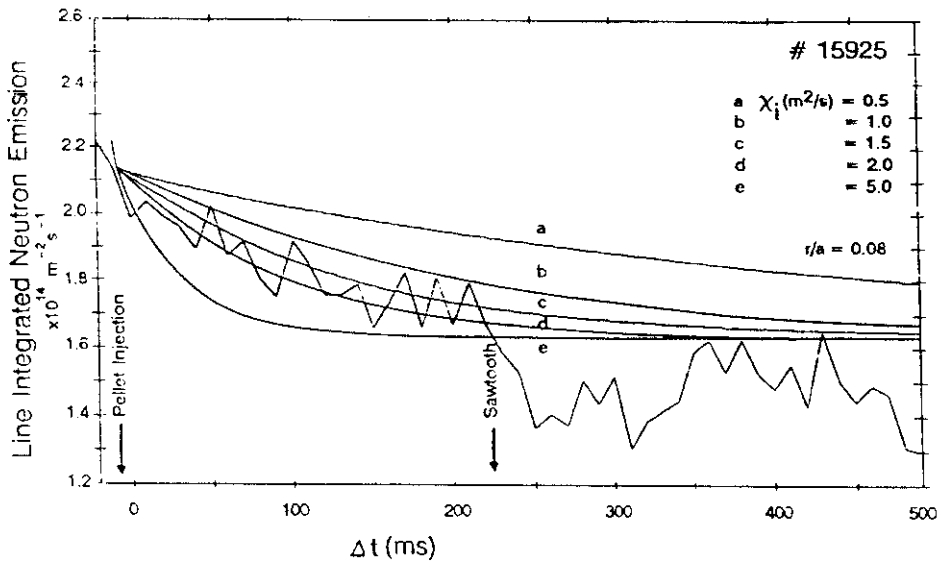


Fig. 5.6: Comparación de las medidas y simulaciones de la emisión integrada de línea en una cuerda central ( $r/a = 0.08$ ) de la cámara vertical de neutrones para diferentes valores de  $\chi_i$ .

## 5.2 Transporte Electrónico en el Borde del Plasma

En el capítulo anterior los coeficientes de difusión de calor y partículas  $\chi_e$  y  $D_e$  fueron determinados en la región  $0.1 < r/a < 0.5$  a partir de la propagación hacia el centro del plasma de las perturbaciones inducidas en los perfiles de temperatura y densidad electrónica cuando un pequeño pellet es inyectado en el plasma. Simultáneamente, las perturbaciones de temperatura y densidad se propagan hacia el borde

del plasma y la medida de la evolución de las perturbaciones en esta región puede ser utilizada para inferir los valores de  $\chi_e$ ,  $D_e$  y  $\chi_e/D_e$  en el borde del plasma ( $0.8 < r/a < 1$ )<sup>3</sup> [Mar-90].

### 5.2.1 Evidencia Experimental

La propagación hacia el borde del plasma de las perturbaciones inducidas por un pellet ha sido medida usando sondas de Langmuir. En la figura 5.7 se muestra la evolución medida de este modo de la temperatura y densidad en  $r=a$  después de la inyección de un pellet de deuterio de 2.7 mm, con un radio de penetración  $r_p/a \approx 0.2$ . La descarga corresponde a un plasma de deuterio en configuración de limitador (limitadores de berilio), calentado óhmicamente y con los siguientes parámetros del plasma:  $I_\phi = 3 \text{ MA}$ ,  $B_\phi = 2.6 \text{ T}$ ,  $T_e(0) \approx 2 \text{ keV}$ ,  $\bar{n}_e (\times 10^{19} \text{ m}^{-3}) \approx 2.8$ ,  $Z_{ef} \approx 1.3$  y una potencia de calentamiento óhmico  $P_{OH} \approx 2 \text{ MW}$ .

Las medidas mostradas en Fig. 5.7 indican que las perturbaciones de temperatura y densidad viajan hacia el borde del plasma a velocidades similares, con  $T_e(a)$  alcanzando un mínimo en  $\tau_T \approx 100 \text{ ms}$  y  $n_e(a)$  alcanzando un máximo en  $\tau_n \approx 150 - 200 \text{ ms}$  después de la inyección del pellet. Estas observaciones sugieren que la evolución de la temperatura y densidad en el borde del plasma no está desacoplada, lo que debe ser considerado en las simulaciones.

### 5.2.2 Análisis

El acoplamiento de la temperatura y densidad ha sido tenido en cuenta de forma simple usando un modelo análogo al empleado en la sección 4.3.1 del capítulo anterior para analizar el efecto de la evolución de la densidad en la determinación de  $\chi_e$  en el interior del plasma:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_e = S_e \quad (5.7)$$

<sup>3</sup>A lo largo de esta sección entenderemos por borde del plasma, la región comprendida entre  $r/a = 0.8$  y la separatriz,  $r/a = 1$ . Esta denominación, sin embargo, suele también extenderse a la porción del plasma situada más allá de la separatriz (o sea, de la última superficie cerrada de flujo), región conocida como *scrape-off layer* o SOL.

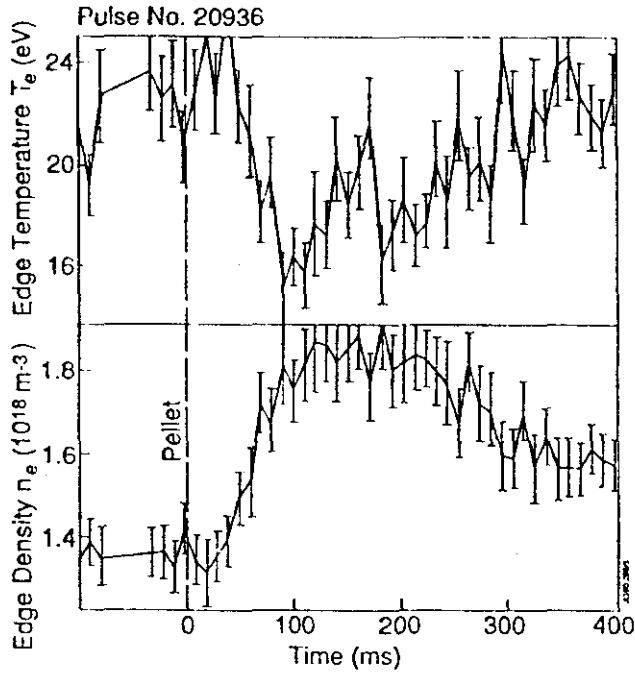


Fig. 5.7: Medidas de la evolución de la temperatura y densidad electrónica en el borde del plasma usando sondas de Langmuir después de la inyección de un pellet de deuterio en el plasma.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} n_e T_e \right) + \nabla \cdot \left( \frac{3}{2} T_e \vec{\Gamma}_e \right) + n_e T_e \nabla \cdot \left( \frac{\vec{\Gamma}_e}{n_e} \right) + \nabla \cdot \vec{q}_e = Q_e \quad (5.8)$$

donde  $\vec{\Gamma}_e = -D_e \nabla n_e + \vec{\Gamma}_p$ ,  $\vec{q}_e = -n_e \chi_e \nabla T_e + \vec{q}_p$ . Notables simplificaciones han sido introducidas suponiendo que  $\vec{\Gamma}_p$ ,  $S_e$ ,  $\vec{q}_p$  y  $Q_e$  permanecen constantes e iguales a su valor en el equilibrio, lo que equivale a suponer que la evolución de las perturbaciones es predominantemente de carácter difusivo, aparte de los efectos de acoplamiento de la evolución de la temperatura y densidad. Este acoplamiento es tenido en cuenta de forma explícita en la ecuación (5.7) a través de la evolución de la densidad y del flujo de partículas  $\vec{\Gamma}_e$ . Un acoplamiento implícito a través de posibles dependencias de  $\chi_e$  y  $D_e$  de los parámetros del plasma no es tenido en consideración, y las difusividades  $\chi_e$  y  $D_e$  son mantenidas constantes durante toda la evolución temporal. La evolución de la densidad según este modelo es independiente de la evolución de

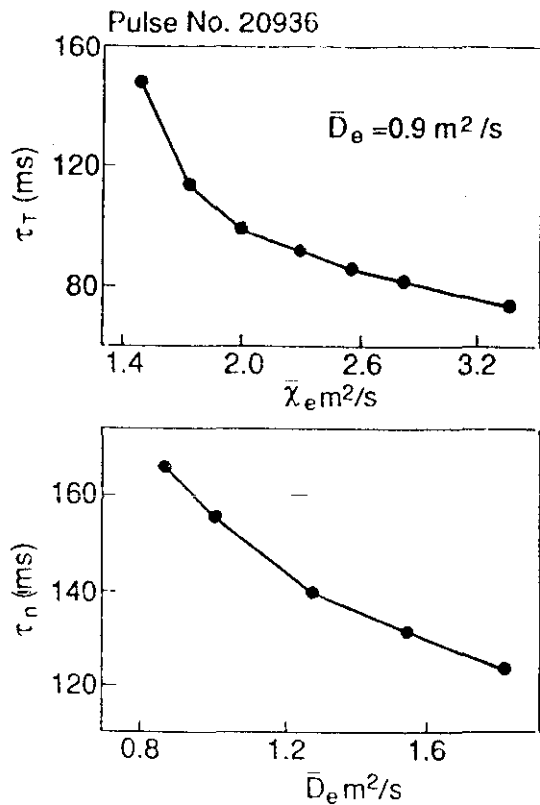
la temperatura.

En la figura 5.8 se muestran las predicciones del modelo para los tiempos  $\tau_T$  y  $\tau_n$ , dibujados como función de los coeficientes de difusión promedio entre  $r_p$  y la localización de las medidas ( $r=a$ ), definidos como  $\bar{\chi}_e = (\int_{r_p}^a \chi_e dr)/(a-r_p)$  y  $\bar{D}_e = (\int_{r_p}^a D_e dr)/(a-r_p)$ . La comparación de las medidas y las simulaciones (Fig. 5.7 y 5.8) produce  $\bar{\chi}_e \cong 2 \pm 0.3 \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $\bar{D}_e \cong 0.9 \pm 0.2 \text{ m}^2/\text{s}$  y, por tanto,  $\bar{\chi}_e/\bar{D}_e \cong 2.2 \pm 0.4$ . Los valores promedio de las difusividades sobre el volumen del plasma entre  $r_p$  y  $a$ ,  $\langle \chi_e \rangle_{vol}$  y  $\langle D_e \rangle_{vol}$ , producen de forma similar,  $\langle \chi_e \rangle_{vol} \cong 2.3 \pm 0.4 \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $\langle D_e \rangle_{vol} \cong 1.2 \pm 0.4 \text{ m}^2/\text{s}$ , y  $\langle \chi_e \rangle_{vol}/\langle D_e \rangle_{vol} \cong 1.9 \pm 0.3$ .

Sin embargo, en el ejemplo usado el pellet penetra demasiado en el plasma ( $r_p/a \cong 0.2$ ) de modo que al propagarse hacia el borde del plasma las perturbaciones sondan tanto la región de confinamiento como la región de interés ( $0.8 < r/a < 1$ ) por lo que los resultados más significativos se refieren a valores promedio de las difusividades más que a valores locales en la región externa del plasma. Por otra parte, las perturbaciones producidas por el pellet en los parámetros del plasma son importantes en esta descarga, de manera que los resultados no son representativos de un plasma cercano al equilibrio. Más aún, el pellet penetra dentro del radio de inversión de los dientes de sierra ( $r_i/a \cong 0.3$ ) con lo que una rápida propagación de las perturbaciones de la temperatura tiene lugar dentro  $r_i$  como parecen indicar medidas de emisión de rayos X, lo que podría afectar los resultados de la simulación de la temperatura en la que se ha simplificado el problema suponiendo que dentro del radio de penetración ( $r_p/a \cong 0.2$ ) la temperatura no es inicialmente afectada por el pellet; la consideración de este hecho produciría una disminución en los valores calculados de  $\bar{\chi}_e$ . Las medidas del perfil ECE de temperatura usando el interferómetro de Michelson  $\approx 30 \text{ ms}$  después del pellet indican, sin embargo, un perfil similar al obtenido en las simulaciones, de modo que las correcciones a los valores calculados de  $\chi_e$  deben ser menores de las que en un principio cabría esperar.

Las observación usando sondas de Langmuir de la propagación hacia el borde del plasma de las perturbaciones de la temperatura y densidad electrónica sugiere, no obstante, la posibilidad de llevar a cabo estudios adecuados de las propiedades de transporte de esta región del plasma. Pellets que penetren superficialmente, idealmente  $r_p/a \approx 0.7 - 0.8$ , y perturben débilmente el plasma son necesarios. La medida simultánea

de  $\chi_e$ ,  $D_e$  y  $\chi_e/D_e$  en el interior y en el borde del plasma en los distintos regímenes de confinamiento del tokamak JET puede constituir un paso importante en la comprensión de las diferencias entre los mecanismos dominantes de transporte en ambas regiones y en el análisis del papel desempeñado por cada una de ellas en las propiedades de confinamiento de los diferentes regímenes de operación.



**Fig. 5.8:** *Tiempos predichos por el modelo acoplado de temperatura y densidad para la llegada del mínimo en  $T_e$  ( $\tau_T$ ) y del máximo en  $n_e$  ( $\tau_n$ ) en  $r=a$  como función de las difusividades promedio  $\bar{\chi}_e$  y  $\bar{D}_e$ .  $\tau_T$  es obtenido para diferentes valores de  $\bar{\chi}_e$  y un valor fijo de  $\bar{D}_e$  ( $\bar{D}_e = 0.9$  m<sup>2</sup>/s, que corresponde a  $\tau_n = 166$  ms). En el modelo la evolución de la densidad es independiente de  $T_e$ , y el acoplamiento sólo afecta a la evolución de  $T_e$ . De este modo,  $\tau_n$  sólo depende de  $\bar{D}_e$ .*

## 5.3 Resumen y Discusión

En este capítulo se acaban de presentar resultados preliminares sobre las posibilidades que la técnica de inyección de pellets ofrece para los estudios de transporte como complemento a los análisis de transporte electrónico en el interior del plasma realizados en el capítulo anterior. Dos aspectos distintos han sido considerados: el transporte de calor iónico en la región central del plasma y el transporte electrónico en el borde del plasma.

La inyección de pequeños pellets que no afectan fuertemente al plasma da lugar a la perturbación simultánea de un cierto número de parámetros ( $n_e, T_{e,i}$ ) a partir de cuya evolución es posible obtener información sobre los procesos de transporte a que se encuentran sometidos. El análisis combinado de estos procesos permitiría en principio obtener los elementos (diagonales y no diagonales) de la matriz de transporte y, en cualquier caso, constituye una herramienta fundamental para determinar las posibles conexiones entre ellos. En particular, con el progreso experimentado por los sistemas de diagnóstico de la temperatura iónica, el acoplamiento entre el transporte de partículas y el transporte de calor electrónico e iónico podría convertirse en un área fructífera de investigación.

El transporte de calor iónico en el interior del plasma ha sido analizado en este capítulo a partir de la evolución del perfil de emisividad de neutrones, medido mediante un monitor multi-canal después de la inyección de un pellet de deuterio en el plasma. La evolución observada de la emisión integrada de línea a lo largo de las cuerdas verticales del monitor es de carácter difusivo, y ha sido simulada numéricamente mediante un modelo difusivo con fuentes similar al empleado para el transporte de calor electrónico. Los resultados del análisis para una descarga en modo H sugieren un valor de la difusividad  $\chi_i$  del mismo orden o menor que  $\chi_e$  ( $0.3 < \chi_i/\chi_e < 1$ ).

Resultados recientes en JET [Sas-92] han confirmado la posibilidad de estudiar, bajo apropiadas circunstancias, el transporte de calor iónico usando el monitor multi-canal de neutrones. La relajación del perfil de emisión de neutrones después de que el calentamiento del plasma mediante haces de neutros es suprimido, es analizada en descargas en modo H, con  $I_\phi = 3 \text{ MA}$  y  $B_\phi = 2.3 - 3.5 \text{ T}$ . Los perfiles radiales

de  $\chi_i$  deducidos de este análisis son planos en  $r/a < 0.6$ , con valores comprendidos entre 0.3 y 1.1  $m^2/s$ .

Es importante, sin embargo, hacer notar que para poder llevar a cabo un análisis de calidad, es necesario que un flujo de neutrones suficientemente alto llegue a las cámaras. Esto limita las posibilidades de este sistema en descargas óhmicas, particularmente para análisis de tipo transitorio, dado que la temperatura  $T_i$ , y por tanto la emisión de neutrones, no es lo bastante elevada en estas descargas.

Otros tipos de análisis de transporte de calor iónico, basados en cálculos de balance de potencia, han sido realizados en JET [Bal-90] a partir de los perfiles medidos de  $T_i$  en estado estacionario usando espectroscopía de intercambio de carga; los resultados son diversos, dependiendo del tipo de descarga considerada, pero parecen indicar en general que  $\chi_e \geq \chi_i$  en el centro del plasma, mientras que  $\chi_i \geq \chi_e$  en la región externa. De cualquier modo, los valores obtenidos de  $\chi_i$  (tanto usando métodos transitorios como a partir de cálculos de balance de potencia), aún siendo anómalos, se encuentran en todos los casos mucho más próximos a las predicciones de la teoría neoclásica que los inferidos para la difusividad de calor electrónica  $\chi_e$ .

El transporte electrónico en el borde del plasma ha sido considerado en la segunda parte del capítulo. La comparación y medida simultánea de las propiedades de confinamiento de la región central y del borde del plasma constituye un área de interés en los estudios de transporte, y en particular por lo que se refiere al papel desempeñado por cada una de estas regiones en la transición de un régimen de confinamiento a otro (óhmico  $\rightarrow$  modo L, modo L  $\rightarrow$  modo H).

La propagación hacia el borde del plasma de las perturbaciones de temperatura y densidad inducidas por un pellet de deuterio al entrar en el plasma puede ser usada para determinar  $\chi_e$  y  $D_e$  en esta región ( $r/a > 0.8$ ). Medidas mediante sondas de Langmuir de la evolución de la temperatura y densidad electrónica en  $r=a$  han sido utilizadas con este propósito. Las medidas realizadas en una descarga óhmica sugieren que las perturbaciones de temperatura y densidad viajan hacia el borde del plasma con velocidades similares. De este modo, un análisis acoplado de la evolución de la temperatura y densidad ha sido realizado, y los resultados de la simulación comparados con los datos experimentales. El valor estimado de la razón  $\bar{\chi}_e/\bar{D}_e$  es relativamente

pequeño ( $\bar{\chi}_e/\bar{D}_e \sim 2$ , donde el símbolo  $\bar{\phantom{x}}$  designa un valor promedio de las difusividades entre  $r_p$  y  $r=a$ ), en acuerdo con los tiempos medidos de llegada de las perturbaciones de  $T_e$  y  $n_e$  en  $r=a$ . Sin embargo, en la descarga analizada el pellet penetra profundamente en el plasma, introduciendo fuertes cambios en los parámetros del mismo, de modo que los resultados obtenidos no pueden considerarse significativos de un plasma en estado estacionario. Pellets que penetren superficialmente ( $r_p/a > 0.7$ ) y perturben débilmente el plasma son a priori necesarios para este tipo de estudios.

Es de esperar que las posibilidades potenciales de la técnica de inyección de pellets para el análisis de las propiedades de transporte del plasma del borde aumente con la aplicación de nuevos sistemas de diagnóstico, entre los que se encuentran la reflectometría de microondas para la medida de la densidad electrónica, o medidas de emisión ECE de la temperatura electrónica usando un radiómetro heterodino [Bar-90].

Las sondas de Langmuir, por otra parte, son utilizadas de forma rutinaria en JET para obtener las longitudes características de caída de distintos parámetros del plasma en la *scrape-off layer* (SOL), a partir de las cuales es posible deducir, usando modelos simples, los coeficientes de transporte perpendicular en la SOL [Sta-90]. Estas longitudes de caída han sido medidas en distintas condiciones del plasma como función de los parámetros básicos de la descarga, permitiendo obtener leyes de escala tanto para las longitudes de caída como para los coeficientes de transporte derivados de ellas (véase por ejemplo [Tag-87],[Low-88]). De particular interés son los resultados obtenidos recientemente en JET en descargas con divertor. En este tipo de descargas es generalmente observado que el coeficiente de difusión perpendicular,  $D_{\perp}^{SOL}$ , aumenta aproximadamente en un 60% en la transición del modo L al modo H de confinamiento, mientras que un aumento del orden del 50% es observado en la transición de la fase óhmica a la fase en modo L [Tag-92]. Además, un estudio de la variación de las longitudes de caída de los flujos de energía y partículas ( $\lambda$ ) con los parámetros del plasma, indica una fuerte dependencia del campo toroidal  $B_{\phi}$ , especialmente en descargas en modo H, en las que esta dependencia es del tipo  $\lambda \propto B_{\phi}^{0.9-2.2}$  [Loa-92]. Esto sugiere, o bien una reducción en el transporte paralelo en la SOL con  $B_{\phi}$ , o que  $D_{\perp}^{SOL}$  depende fuertemente de  $B_{\phi}$ ,  $D_{\perp}^{SOL} \propto B_{\phi}^{1-3}$ ,

lo que por otro lado estaría en contradicción con las leyes de escala obtenidas para el tiempo de confinamiento del plasma ( $\tau$ ) dentro de la separatriz, en las que se encuentra  $\tau \propto B_\phi^{0.6}$ , llevando a una disminución de los coeficientes de transporte con el campo toroidal<sup>4</sup>.

---

<sup>4</sup>Este resultado (que  $\lambda \propto B_\phi^{0.9-2.2}$ ) es de gran interés, ya que sugiere que las descargas en modo H y con alto campo toroidal constituyen un régimen favorable de operación de un tokamak, en el que a las buenas propiedades de confinamiento del modo H, se unirían unos perfiles de deposición de partículas y energía sobre las placas divertoras relativamente anchos, lo que resultaría beneficioso a la hora de controlar los influjos de impurezas en el plasma.

# Bibliografía

- [Ada-87] Adams, J.M., Jarvis, O.N., Kallne, J. et al., en *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 14th Europ. Conf. Madrid, 1987)*, Vol. 11D, Part III, European Physical Society (1987) 1224.
- [Bal-90] Balet, B., Bartlett, D.V., Cordey, J.G., et al., en *Controlled Fusion and Plasma Heating (Proc. 17th Europ. Conf. Amsterdam, 1990)*, Vol. 14B, Part I, European Physical Society (1990) 162.
- [Bar-90] Bartlett, D.V., Costley, A.E., Porte, L., et al., *Jour. Nuc. Mat.*, **128 & 129** (1990) 1064.
- [Che-89] Cheetham, A., Gondhalekar, A., De Haas, J.C.M., et al., en *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 12th Int. Conf. Nice, 1988)*, Vol. 1, IAEA, Vienna (1989) 483.
- [Gol-87] Goldston, R.J., McCune, D.C., Towner, H.H., et al., *J. Comput. Physics* **43** (1981) 61.
- [Loa-92] Loarte, A., *Estudios de los Flujos de Energía y Partículas en el Borde del Plasma del Tokamak JET*, Tesis Doctoral, Universidad Complutense de Madrid (Septiembre 1992).
- [Low-88] Lowry, C.G., Harbour, P.J., Tagle, J.A., *Contrib. Plasma Phys.* **28** (1988) 4/5, 349.
- [Mar-90] Martín Solís, J.R., Cheetham, A., Gondhalekar, A., Erents, K., en *Controlled Fusion and Plasma Heating (Proc. 17th Europ. Conf. Amsterdam, 1990)*, Vol. 14B, Part I, European Physical Society (1990) 219.

- [Per-79] Peres, A., *J. Appl. Phys.* **50** (1979) 5569.
- [Sas-92] Sasao, M., Adams, J.M., Conroy, S., et al., en *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 19th Europ. Conf. Innsbruck, 1992)*, Vol. 16C, Part I, European Physical Society (1992) 67.
- [Sta-90] Stangeby, P.C., McCracken, G.M., *Nucl. Fusion* **30** (1990) 1225.
- [Tag-87] Tagle, J.A., Erents, S.K., McCracken, G.M., et al., en *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 14th Europ. Conf. Madrid, 1987)*, Vol. 11B, Part II, European Physical Society (1987) 662.
- [Tag-92] Tagle., J.A., Clement, S., Loarte, A., et al., *10th Plasma Surface Interactions Conference, Monterey, (1992)*; Rep. **JET-P(92)32**, Jet Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire (1992).

## Capítulo 6

# Difusión de Electrones Supratérmicos

Dentro de los estudios de transporte anómalo en plasmas termonucleares, la difusión de electrones supratérmicos (esto es, con energías varias veces superiores a los electrones térmicos del plasma principal) merece una atención especial.

La microturbulencia, ya sea de tipo magnético o electrostático, es considerada como la causa del transporte anómalo observado. En JET, los resultados de distintos experimentos perturbativos (ver capítulo 4) sugieren la turbulencia magnética como la causa principal del transporte electrónico observado en la región central del plasma. A partir de ciertas energías en adelante, los electrones son efectivamente no colisionales, y de este modo siguen las líneas de campo, únicamente sensibles a la estructura de la turbulencia subyacente. Estudiando las propiedades de confinamiento de los electrones rápidos en diferentes rangos de energías, ambos la naturaleza y la estructura de la turbulencia puede ser establecida.

En este capítulo se presenta un experimento para la determinación del coeficiente de difusión ( $D_e^{ST}$ ) de electrones supratérmicos creados durante operación con *Lower Hybrid Current Drive* (LHCD) en JET, basado en la perturbación introducida en esta población de electrones por un pequeño pellet de deuterio al entrar en el plasma<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Los electrones supratérmicos creados durante LHCD en JET pertenecen a la categoría de partículas *test*, esto es, partículas que debido principalmente a la baja

La inyección de ondas de *Lower Hybrid* constituye en la actualidad uno de los métodos más activamente investigados para la generación de corrientes no inductivas en un plasma tokamak con vistas al funcionamiento continuo o casi-continuo de un futuro reactor. Durante LHCD la corriente es conducida por una pequeña población de electrones rápidos (o supratérmicos), resultantes de la interacción onda-partícula. Las características básicas de la generación de corriente mediante ondas de *Lower Hybrid* serán descritas en la sección 6.1; el sistema LHCD en JET y los principales resultados obtenidos serán también presentados. En la siguiente sección se discutirán las principales características de los electrones supratérmicos creados durante LHCD; los aspectos más importantes de la dinámica de estos electrones junto con una descripción simple de los efectos de esta población sobre la función de distribución electrónica serán presentados, y los métodos más comunes utilizados para su diagnóstico serán revisados. A continuación, en la sección 6.3, se describirá el experimento realizado para determinar el coeficiente de difusión de electrones supratérmicos creados durante LHCD en JET, mientras que en la sección 6.4 se presentarán algunos de los resultados obtenidos en otros experimentos y en diferentes tokamaks. Por último, en la sección 6.5 se hará un resumen y una discusión del capítulo.

## 6.1 Generación de Corrientes no Inductivas en Tokamaks: el sistema LHCD

### 6.1.1 Generalidades

Conducir de forma no inductiva la totalidad o parte de la corriente en el plasma permitirá a un tokamak funcionar de forma continua o casi-continua. La operación en régimen estacionario de un futuro reactor es

---

concentración en que se encuentran, tienen un efecto despreciable sobre el plasma principal. Por este mismo motivo, la dinámica de las partículas *test* está esencialmente determinada por el plasma principal, convirtiéndose de esta manera en auténticas *sondas* de la dinámica subyacente del plasma. A la categoría de partículas *test* pertenecen también los electrones *runaway*, las impurezas diluidas si su carga es suficientemente pequeña, iones rápidos creados en diferentes regímenes, etc.

deseable desde diferentes puntos de vista [Fis-87]:

- Los componentes estructurales de un tokamak pulsado estarán sujetos a grandes variaciones de temperatura, dando lugar a tensiones térmicas que pueden afectar significativamente su tiempo de vida. Además, el tokamak pulsado presenta fuerzas magnéticas fluctuantes sobre las bobinas y en consecuencia un extensivo reforzamiento estructural puede ser necesario.
- Por otro lado, el campo magnético toroidal en un reactor tokamak será producido probablemente mediante bobinas superconductoras; los requerimientos de refrigeración de estas bobinas serán por tanto mayores en un reactor pulsado donde campos magnéticos variables en el tiempo pueden producir pérdidas inductivas.
- Los tokamaks están sujetos a disrupciones (pérdidas súbitas de confinamiento), siendo ciertos regímenes de operación más propensos que otros. Los parámetros de un tokamak en estado estacionario pueden ser elegidos para funcionar en un régimen favorable.
- Un tokamak operando de forma pulsada requiere realimentar las bobinas del transformador de forma frecuente, lo que supone un gasto mayor desde el punto de vista del suministro de energía al sistema.
- Finalmente, desde un punto de vista físico, los sistemas de generación de corriente no inductiva pueden desempeñar un importante papel en el control del perfil de corriente y en la estabilización del plasma frente a ciertas inestabilidades MHD.

Dos tipos de fuentes de corriente no inductiva están destinadas a desempeñar un papel importante en un futuro reactor de fusión: la primera es libre, y corresponde a la llamada corriente de *bootstrap* ( $I_{BS}$ ), asociada a efectos neoclásicos de partículas atrapadas. La fracción de corriente de *bootstrap* ( $x_{BS}$ ) puede escribirse como  $x_{BS} \equiv I_{BS}/I_{\phi} \sim \beta_p \sqrt{a/R}$ , donde  $\beta_p$  es la presión del plasma normalizada a la presión del campo poloidal. En JET, se ha observado que este efecto es compatible con el confinamiento en modo H; en muchos casos, fracciones de corriente de

*bootstrap* del orden del 25 % son típicas. En descargas en modo H, de baja corriente (1-1.5 MA) y calentadas con ICRH (*Ion Cyclotron Resonance Heating*) y con  $\beta_p \sim 2$ , fracciones de hasta un 70 % de corriente de *bootstrap* han sido alcanzadas.

El segundo tipo proviene de una fuente externa auxiliar e incluye varios posibles mecanismos para generar la corriente, entre los que se encuentran las ondas de *Lower Hybrid*. Con el objeto de situar la generación no inductiva de corriente mediante ondas de *Lower Hybrid* se realizará a continuación una breve descripción de diferentes métodos alternativos. La creación de una corriente toroidal se basa en todos estos esquemas en la introducción de una asimetría toroidal en el tokamak; por ejemplo, ondas viajeras pueden ser inducidas en el plasma llevando momento en una determinada dirección toroidal, que es finalmente transmitido a los electrones o iones del plasma, o alternatively un haz de neutros puede ser inyectado en una dirección toroidal proporcionando así la asimetría necesaria.

#### Haces de Neutros [Ohk-70]:

Un esquema práctico, que emplea haces de iones para producir corriente, explota la dependencia de la frecuencia de colisión electrón-ión de la carga de la especie iónica. En la presencia de dos haces de iones de carga distinta, fluyendo en direcciones contrarias, pero con corriente total nula, los electrones colisionan más a menudo con los iones de mayor carga, y de este modo tienden a seguirlos dando lugar a una corriente neta. Si un haz de átomos de alta  $Z$  (o número atómico) es inyectado tangencialmente en un tokamak, es ionizado al colisionar con el plasma caliente, formando de este modo el haz de iones requerido para dar lugar a la producción de corriente.

La existencia de efectos de electrones atrapados y/o un plasma con carga iónica efectiva  $Z_{ef} > 1$ , hace posible emplear para la generación de corriente haces de átomos con el mismo número atómico que la especie iónica mayoritaria del plasma, como ha sido mostrado en JET usando haces de deuterio [Cha-89].

La eficiencia de generación de corriente usando esta técnica disminuye para plasmas limpios y a altas densidades, lo que limita la aplicabilidad de este método para plasmas en condiciones próximas a las

de un reactor de fusión. Por otro lado, la energía óptima de inyección de un haz de deuterio para la generación de corriente en un plasma a  $T_e \sim 17 \text{ keV}$  es del orden de 1.5 MeV [Cor-84] lo que exige el empleo de fuentes de iones negativos, más allá del alcance de la tecnología actual.

### Ondas de Radio Frecuencia:

El hecho de que se pueden emplear ondas para generar una corriente eléctrica en el plasma ha sido reconocido desde 1952 [Tho-52]. Momento y energía pueden ser absorbidos de la onda por una población de partículas resonantes dando lugar a una corriente eléctrica. Los diferentes métodos de generación de corriente que usan ondas de radio frecuencia pueden ser clasificados de acuerdo al tipo de interacción onda-partícula: resonancia cinética y resonancia magnética.

#### *a) Resonancia Cinética: Ondas de Alfvén y Lower Hybrid.*

En este esquema, una onda electrostática de frecuencia  $\omega$  y vector de onda  $\vec{k}$  transfiere momento y energía en dirección toroidal a electrones con una velocidad  $v_{\parallel}$  en esta dirección:

$$v_{\parallel} = \frac{\omega}{k_{\parallel}} \quad (6.1)$$

donde  $k_{\parallel}$  es la componente del vector de onda en dirección toroidal<sup>2</sup>. La condición (6.1) es también conocida como condición de resonancia de Landau, y el proceso por el que la onda es absorbida por los electrones resonantes es denominado amortiguamiento de Landau (*Landau Damping*).

La frecuencia y el número de onda pueden ser elegidos de forma que  $v_{\parallel}$  sea menor que  $v_T$  (la velocidad térmica de los electrones del plasma,  $v_T = (T_e/m_e)^{1/2}$ ), o bien de forma que sea una población de electrones de alta energía, con  $v_{\parallel} \gg v_T$ , la que sea acelerada por la onda de acuerdo a (6.1). Al primer tipo pertenecen las ondas de Alfvén, con una frecuencia de unos pocos MHz, siendo uno de los primeros métodos sugeridos

<sup>2</sup>En este capítulo, por paralelo y perpendicular ( $\parallel$  y  $\perp$ ) entenderemos la dirección paralela y perpendicular al campo magnético, básicamente orientado en la dirección toroidal.

para la generación de corriente mediante ondas de radio frecuencia, mientras que dentro de la segunda clase se encuentran las ondas de *Lower Hybrid*, con una frecuencia de unos pocos GHz, que constituyen actualmente el método tecnológicamente más avanzado para la generación de corriente. Aunque acelerar electrones de baja  $v_{\parallel}$  resulta en principio más sencillo que acelerar electrones rápidos, el carácter menos colisional de los electrones rápidos hace que el suministro de energía tenga que realizarse de forma menos frecuente, con lo que eficiencias similares pueden ser alcanzadas ambos casos, como se mostrará más adelante. El uso de ondas de baja velocidad de fase sufre sin embargo de un serio inconveniente: en un tokamak, los electrones de baja velocidad  $v_{\parallel}$  pueden ser atrapados en pozos magnéticos, siendo impedidos de fluir libremente a lo largo de las líneas de campo y, en consecuencia, de conducir una corriente eléctrica.

*b) Resonancia Magnética: ECCD y ICCD.*

Los métodos explicados anteriormente se basan en *empujar* mediante ondas una parte de la población electrónica en dirección paralela al campo. Sin embargo, una fuente externa de momento paralelo no es una condición necesaria para la generación de corriente. Supongamos que la velocidad perpendicular del electrón  $v_{\perp}$  es aumentada manteniendo la componente paralela  $v_{\parallel}$  constante. Aunque inicialmente el momento paralelo del electrón no es alterado, o equivalentemente no hay una producción instantánea de corriente, al aumentar su energía se vuelve menos colisional de modo que su velocidad paralela, y por tanto la corriente que lleva, se mantiene durante un tiempo mayor que la de aquellos electrones a los que no se ha comunicado energía, dando lugar de este modo a la aparición de una corriente neta.

La generación de corriente mediante ondas ciclotrónicas electrónicas (ECCD: *Electron Cyclotron Current Drive*) se basa en este principio. Estas ondas interactúan con los electrones resonantes, definidos por la condición  $v_{\parallel e} = (\omega - \omega_{ce})/k_{\parallel}$  (donde  $\omega_{ce} = eB/m_e$ ), a los que básicamente se transmite energía en dirección perpendicular al campo. Para producir una corriente neta, es necesario orientar adecuadamente la antena ECCD con el fin de obtener dentro del plasma un espectro asimétrico de ondas en  $k_{\parallel}$ , para el que una cierta dirección toroidal sea

privilegiada.

El método ha sido demostrado experimentalmente [Sta-82] y diversos proyectos están en curso de realización. La frecuencia de estas ondas se encuentra típicamente en un rango de 28-140 GHz; su pequeña longitud de onda junto al hecho de que la condición de resonancia depende sólo de  $B$ , permite una deposición bien localizada de potencia, haciendo posible el control del perfil de corriente. Uno de los principales inconvenientes actuales de este método está asociado a la técnica de los girotrones usados para generar las ondas, que no pueden repartir una cantidad importante de potencia más que durante intervalos cortos de tiempo del orden del segundo.

La generación de corriente mediante ondas ión-ciclotrón (ICCD: *Ion Cyclotron Current Drive*) se basa en el mismo principio que el método ECCD. Una onda electromagnética a la frecuencia ciclotrónica de una especie minoritaria de iones es inyectada en el plasma y absorbida por estos iones de forma similar a como tiene lugar la absorción de la onda por los electrones en el método ECCD. Este método requiere igualmente un espectro de ondas asimétrico, de modo que la absorción se produzca por los iones viajando en una dirección toroidal y no en la otra. Una vez que de este modo se ha creado un movimiento relativo de los iones minoritarios respecto a los iones mayoritarios, una corriente neta es producida según el mismo principio que el método de los haces de neutros.

El rango de frecuencias de estas ondas es de 20-100 MHz y la condición de resonancia puede escribirse,  $v_{\parallel i} = (\omega - \omega_{ci})/k_{\parallel}$ , donde  $\omega_{ci} = eB/m_i$ . El método ICCD permite generar una corriente bien localizada, dado que la condición de resonancia depende sólo del campo magnético, y el perfil de deposición de potencia es independiente de la densidad del plasma.

Es posible igualmente generar una corriente mediante esta clase de ondas sin necesidad de utilizar un espectro asimétrico. En este caso, la formación de corriente tiene lugar mediante absorción directa de las ondas por los electrones. Tres mecanismos distintos pueden distinguirse: *Landau Damping*, similar al considerado para las ondas de *Lower Hybrid*, conversión de modo a una onda iónica de Bernstein que es amortiguada sobre los electrones, y el mecanismo denominado *Transit Time Magnetic Pumping* (TTMP), basado en la variación del campo

magnético de la onda en dirección toroidal, produciendo de este modo una aceleración de los electrones:

$$m_e \frac{dv_{\parallel e}}{dt} = -e E_{\parallel} - \frac{\partial B_{\parallel}}{\partial z} \quad (6.2)$$

donde  $B_{\parallel}$  es el campo magnético de la onda a lo largo de la dirección toroidal  $z$ ,  $E_{\parallel}$  el campo eléctrico del plasma en esta dirección y  $\mu$  el momento magnético del electrón,  $\mu = m_e v_{\perp e}^2 / (2B)$ , donde  $B$  es el campo magnético del plasma. Evidencia experimental de la absorción de ondas de ICRH (*Ion Cyclotron Resonance Heating*) mediante TTMP han sido encontradas en JET [Sta-90]; por otra parte, el efecto TTMP sobre los electrones supratérmicos creados mediante ondas de *Lower Hybrid* ha sido propuesto como un posible mecanismo para explicar el aumento observado en la corriente no inductiva producida durante operación conjunta con LHCD y ICRH respecto a los casos en que sólo LHCD es empleado [Jac-91].

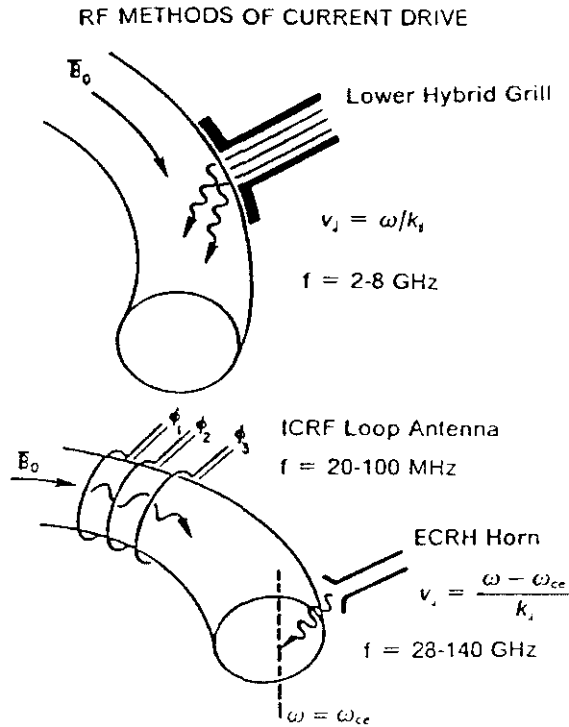
La figura 6.1 muestra de forma esquemática los métodos empleados para la generación de corriente no inductiva usando ondas de radio frecuencia.

### 6.1.2 Generación de Corriente mediante Ondas de Lower Hybrid

El potencial de las ondas de *Lower Hybrid* para la generación y control del perfil de corriente ha sido demostrado en una variedad de experimentos. Los sistemas de *Lower Hybrid* aparecen como una herramienta principal para la creación de corriente en el plasma por su habilidad para generar corrientes con la más alta eficiencia registrada hasta el momento, y se preveen como un elemento de los experimentos de fusión de la siguiente generación.

#### Interacción Onda-Partícula:

El método de generación de corriente mediante ondas de *Lower Hybrid* (LHCD: *Lower Hybrid Current Drive*) se basa en inyectar una onda electrostática en el plasma que acelera en dirección toroidal una pequeña cantidad de electrones rápidos, situados en la región de alta energía de la función de distribución electrónica, con velocidades varias



**Fig. 6.1:** Esquema de funcionamiento de los métodos ECCD, LHCD y ICRH. Los rangos de frecuencia son también mostrados.

veces mayores que la velocidad térmica  $v_T$ . Este proceso tiene lugar mediante *Landau Damping* de las ondas, cuyo campo eléctrico acelera en dirección toroidal electrones con una velocidad paralela comparable a la velocidad de fase de la onda,  $v_{\phi} = \omega/k_{\parallel}$ , de acuerdo a la condición de resonancia cinética  $v_{\parallel} = \omega/k_{\parallel}$ .

El dominio de frecuencias de las ondas de *Lower Hybrid* está dado por:

$$\omega_{ci} \ll \omega \ll \omega_{ce} \quad (6.3)$$

donde  $\omega_{ci}$  y  $\omega_{ce}$  han sido definidas previamente. Es importante darse cuenta que dentro de este dominio las resonancias magnéticas, dadas por la condición  $\omega - n\omega_c = k_{\parallel}v_{\parallel}$ , no son permitidas. Para plasmas con campos magnéticos del orden de teslas, la frecuencia de las ondas utilizadas por el método LHCD es del orden de GHz. En JET, esta

frecuencia ha sido fijada en 3.7 GHz. Desde un punto de vista técnico, LHCD es un sistema atractivo porque en este rango de frecuencias la potencia puede ser transportada y acoplada al plasma mediante una estructura de guías de ondas (*grill*) exterior a la vasija de vacío del tokamak, mientras que *klystrons* y fuentes de microondas pueden aportar potencias del orden de MW.

La energía cinética de los electrones resonantes puede escribirse en función del índice de refracción paralelo de la onda,  $n_{\parallel} = ck_{\parallel}/\omega$ , usando la condición de resonancia (6.1):

$$E_c = (\gamma - 1)m_e c^2 - m_e c^2 = \left[ \left(1 - \frac{1}{n_{\parallel}^2}\right)^{-1/2} - 1 \right] m_e c^2 \quad (6.4)$$

donde  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ,  $\beta = v/c$ , y  $v \sim v_{\parallel}$  para los electrones considerados. La expresión relativista de la energía cinética ha sido usada, dada la alta velocidad de los electrones resonantes. En JET, típicamente  $n_{\parallel} = 1.8$  lo que corresponde a una energía cinética de los electrones resonantes  $E_c \sim 100$  keV, y a una longitud de onda paralela,  $\lambda_{\parallel} = c/f n_{\parallel} \sim 4.5$  cm.

La aceleración de electrones rápidos para generar una corriente resulta en una alta eficiencia, definida ésta como la densidad de corriente generada ( $J$ ) por unidad de densidad de potencia ( $P$ ) empleada en crearla. Aunque en principio puede ser energéticamente más costoso acelerar electrones rápidos que electrones lentos, la deposición de energía para generar la corriente necesita ser realizada de forma menos frecuente. En efecto, la frecuencia de colisión  $\nu$  disminuye con la velocidad  $v$  del electrón ( $\nu(v) \sim 1/v^3$ ) de modo que la corriente dura más cuando es conducida por electrones de alta energía y los requerimientos energéticos para mantenerla frente a las colisiones pueden ser pequeños. Supongamos que un electrón de velocidad  $\vec{v}$  es acelerado en dirección toroidal al interactuar con la onda, experimentando un cambio en su velocidad paralela  $\Delta v_{\parallel}$ . El momento paralelo absorbido por el electrón es  $m_e \Delta v_{\parallel}$ , dando lugar a una corriente  $\Delta j = q \Delta v_{\parallel}$  ( $q$  es la carga del electrón), mientras que el incremento en su energía cinética es  $\Delta E_c = m_e v_{\parallel} \Delta v_{\parallel}$ . De este modo, la corriente generada  $\Delta j$  puede escribirse finalmente en función de  $\Delta E_c$ ,  $\Delta j = q \Delta E_c / m_e v_{\parallel}$ . Esta corriente persiste durante el tiempo característico de relajación colisional del momento del electrón,  $1/\nu(v)$ , y por tanto la potencia requerida

para mantenerla será:  $P = \nu \Delta E_c$ . Finalmente, la eficiencia en estado estacionario de generación de corriente podrá escribirse:

$$\frac{J}{P} = \frac{q}{m_e v_{\parallel} \nu(v)} \quad (6.5)$$

donde la notación  $J \equiv \Delta j$  ha sido empleada. Esta eficiencia es maximizada cuando  $v_{\parallel} \nu(v)$  se hace mínimo. Hay dos límites importantes: para  $v_{\parallel} \rightarrow 0$ , pero  $v_{\perp} \simeq v_T$ , se tiene  $\nu \sim$  constante, y para  $v_{\parallel} \gg v_T$ ,  $\nu \sim 1/v_{\parallel}^3$ . El primer límite resulta en una alta eficiencia ya que  $J/P \sim 1/v_{\parallel}$  y  $v_{\parallel}$  es pequeño. En el otro límite ( $v_{\parallel} \gg v_T$ ), que corresponde al caso de las ondas de *Lower Hybrid*, se obtiene también una alta eficiencia, ya que  $J/P \sim v_{\parallel}^2$ , y  $v_{\parallel}$  es muy grande.

#### Acoplamiento y Propagación:

La absorción y deposición de las ondas de *Lower Hybrid* en el plasma depende de los mecanismos de interacción onda-partícula así como de las propiedades de propagación de las ondas. A continuación se describirán de forma cualitativa algunas de las principales características de la propagación de este tipo de ondas en el plasma.

La geometría magnética y la no uniformidad de un plasma tokamak hace difícil obtener una solución rigurosa de la ecuación de propagación de las ondas. Una aproximación simple consiste en suponer el plasma frío, a temperatura nula, estacionario en el tiempo, espacialmente homogéneo y situado en un campo magnético uniforme. La propagación de las ondas es entonces estudiada en un plano perpendicular  $(x, y)$  al campo magnético, alineado a lo largo del eje  $z$ . Esta aproximación es conocida con el nombre de aproximación de plasma frío.

La solución de la ecuación de dispersión, obtenida a partir de las ecuaciones de Maxwell y de las ecuaciones de movimiento de los electrones e iones, muestra que para una onda en el rango de frecuencias de *Lower Hybrid* y con un índice de refracción paralelo  $n_{\parallel}$ , existen dos posibles modos de propagación correspondientes a dos valores distintos del índice de refracción perpendicular,  $n_{\perp} = ck_{\perp}/\omega$ . El modo con índice de refracción mayor,  $n_{\perp+}$ , que corresponde a una velocidad de fase menor, es denominado onda lenta mientras que el modo correspondiente al índice de refracción menor,  $n_{\perp-}$ , se denomina onda rápida. La onda lenta es utilizada de forma preferente en el método LHCD.

Las soluciones a la ecuación de dispersión,  $n_{\perp\pm}$ , dependen para una frecuencia dada de la onda,  $\omega$ , del campo magnético y la densidad del plasma. De este modo, siendo el campo magnético constante y  $n_{\parallel}$  constante,  $n_{\perp\pm}$  evoluciona en el plasma en función de la densidad solamente. En la práctica, la deposición de potencia de la onda en el plasma depende esencialmente de la densidad.

a) *Densidades de cut-off:*

Cuando un modo de propagación de la onda encuentra una región en la que  $n_{\perp\pm}^2 < 0$ , no puede propagarse más, siendo reflejado en la transición  $n_{\perp\pm} = 0$ . En esta región ( $n_{\perp\pm}^2 < 0$ ) en la que la onda no puede propagarse se dice que la onda es evanescente, y la condición  $n_{\perp\pm} = 0$  se conoce con el nombre de condición de *cut-off* (o *corte*). Como se indicó antes, para un valor dado del campo y de  $n_{\parallel}$  el valor de  $n_{\perp\pm}^2$  depende solamente de la densidad. La densidad para la que se verifica la condición de *cut-off* ( $n_{\perp\pm} = 0$ ) se denomina densidad de *cut-off*. Esta densidad crítica ( $n_{csw}$  y  $n_{cfw}$  para las ondas lenta y rápida respectivamente<sup>3</sup>) puede escribirse:

$$n_{csw}(m^{-3}) = 1.24 \cdot 10^{16} f^2(GHz) \quad (6.6)$$

$$n_{cfw}(m^{-3}) = 3.47 \cdot 10^{17} (n_{\parallel}^2 - 1) B(T) f(GHz) \quad (6.7)$$

Para el tipo de plasmas estudiados y de onda empleada en el método LHCD se tiene:  $0 \ll n_{csw} \ll n_{cfw}$ . En particular, para  $f = 3.7 GHz$ ,  $n_{csw} \simeq 1.7 \cdot 10^{17} m^{-3}$ .

Fuera del plasma, si se supone la densidad nula, la relación de dispersión puede escribirse:

$$n_{1-}^2 = n_{1+}^2 = 1 - n_{\parallel}^2 \quad (6.8)$$

Una onda inyectada fuera del plasma con  $n_{\parallel} < 1$  se propagará en una pequeña región de baja densidad hasta encontrar la densidad crítica de *cut-off*, donde la onda se vuelve evanescente; si  $n_{\parallel} > 1$  la onda podría atravesar la pequeña región de evanescencia entre el exterior del plasma y la densidad crítica mediante efecto túnel. Solamente ondas con  $n_{\parallel} > 1$  serán consideradas. En la práctica, el acoplamiento de la

<sup>3</sup>sw: *slow wave*, fw: *fast wave*

onda con el plasma es optimizado colocando el acoplador, desde donde se inyectan las ondas, en una zona donde la densidad es dos o tres veces la densidad crítica. Utilizar la onda lenta, para la que la densidad crítica es menor que para la onda rápida, permite colocar el acoplador más lejos del borde del plasma lo que es conveniente desde el punto de vista de las cargas de calor sobre el sistema. La necesidad de colocar el sistema suficientemente próximo al plasma constituye un *hándicap* de este método, con el consecuente riesgo de contaminación del plasma.

*b) Condición de Resonancia:*

La onda encuentra una resonancia en el plasma cuando  $n_{\perp\pm} = \infty$ . La onda rápida no tiene resonancias mientras que para la onda lenta, en la aproximación de plasma frío, esta condición se verifica cuando:

$$\omega^2 = \omega_{LH}^2 = \frac{\omega_{pi}^2}{1 + (\omega_{pe}/\omega_{ce})^2} \quad (6.9)$$

donde  $\omega$  es la frecuencia de la onda, y  $\omega_{pe}$ ,  $\omega_{pi}$  son las frecuencias electrónica e iónica del plasma respectivamente, dadas por la relación  $\omega_{pj}^2 = n_j Z^2 e^2 / \epsilon_0 m_j$  ( $Z$  es el número atómico de los iones;  $j=e, i$ ). Para la generación de corriente se usan generalmente frecuencias varias veces mayores que  $\omega_{LH}$ .

*c) Condición de Accesibilidad:*

Para que la onda pueda propagarse en el plasma, dos condiciones deben verificarse. La primera condición se refiere al acoplamiento de la onda, que como se ha mostrado antes requiere  $n_{\parallel} > 1$ . La segunda condición consiste en evitar que  $n_{\perp+} = n_{\perp-}$ . Esta condición corresponde a un valor crítico de  $n_{\parallel}$ :

$$n_{\parallel a} \simeq \left(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2}\right)^{1/2} + \frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} \quad (6.10)$$

Si  $n_{\parallel} < n_{\parallel a}$ , entonces la onda lenta, usada de forma preferente para LHCD, experimenta una conversión de modo y se refleja como onda rápida hacia el borde del plasma. Si, por el contrario,  $n_{\parallel} > n_{\parallel a}$  la onda se puede propagar a la zona de absorción.

Estas dos condiciones se conocen con el nombre de criterio de accesibilidad de Stix-Golant.

*d) Efectos Térmicos y Geometría Toroidal:*

La aproximación de plasma frío deja de ser válida para longitudes de onda menores que la longitud de Debye  $\lambda_D$ . En particular, cerca de una resonancia,  $\lambda \ll \lambda_D$ , lo que da lugar a importantes correcciones en las propiedades de propagación de las ondas respecto al caso del plasma frío, en el que no se tienen en consideración efectos asociados a la temperatura finita del plasma. Además, es sólo a temperatura finita cuando las ondas pueden estar sujetas a *Landau Damping* debido a la resonancia onda-partícula.

Estas correcciones a la propagación de las ondas en la proximidad de la condición de resonancia del plasma frío predicen la existencia de una conversión de modo de la onda lenta en una onda iónica del plasma, denominada modo iónico de Bernstein. En la vecindad del punto de conversión, la velocidad de fase perpendicular de la onda es comparable a la velocidad térmica de los iones, dando lugar a la absorción de la onda por efecto Landau perpendicular sobre los iones, calentando en consecuencia el plasma y reduciendo de forma notable la eficacia del método LHCD.

Por otro lado, este análisis de la propagación de las ondas ha sido realizado en una geometría plana y suponiendo que el plasma es un medio espacialmente homogéneo. Un cálculo adecuado del perfil de deposición de la onda lenta en el plasma y del contenido energético de los electrones supratérmicos creados requiere sin embargo tener en cuenta la geometría real del tokamak. La condición de accesibilidad (6.10) y de conversión de modo en una onda iónica del plasma se refieren a un valor dado de  $n_{\parallel}$  que en geometría plana no cambia durante la propagación de la onda y está sólo determinado por la geometría del acoplador utilizado para crear la onda. En geometría toroidal  $n_{\parallel}$  evoluciona dentro del plasma lo que hace necesario conocer la trayectoria de la onda para poder determinar sus propiedades de propagación y deposición en el plasma.

La trayectoria de la onda es calculada generalmente suponiendo que el índice de refracción cambia lentamente en el plasma, ( $k \gg \partial/\partial x$ ), lo

que se conoce con el nombre de aproximación WKB, y es equivalente a suponer que las inhomogeneidades del plasma no son muy importantes. La propagación de la onda es entonces descrita mediante las ecuaciones de rayos de la óptica geométrica. Este procedimiento es denominado *ray-tracing* o trazado de rayos. La absorción de la onda es finalmente determinada acoplando los resultados de un código de *ray-tracing* a una ecuación de Fokker-Planck: el efecto de la onda sobre la función de distribución electrónica puede ser calculado y por tanto las propiedades principales de la población de electrones supratérmicos creada, su densidad y la corriente que llevan.

Un cierto número de dificultades se encuentran sin embargo cuando se producen múltiples reflexiones de la onda entre la región de conversión de modo y el borde del plasma hasta que es completamente absorbida. En este caso, errores asociados a la violación de la aproximación WKB en la proximidad de los puntos de conversión de modo y de la densidad de *cut-off* pueden ser importantes. A esto se unen las incertidumbres en el conocimiento de las características del borde del plasma y de las fluctuaciones, sugiriendo el desarrollo de métodos alternativos para mejorar el cálculo de la trayectoria de las ondas en el plasma.

### 6.1.3 El Experimento LHCD en JET

Un sistema prototipo de LHCD ha estado operando en JET desde 1990 con el objeto de explorar las posibilidades de este método para la generación de corrientes no inductivas y el control del perfil de corriente.

Este sistema consiste en una estructura de guías de ondas (*grill* o acoplador) encarando el plasma y alimentadas mediante 8 *klystrons*, a través de la cual las ondas son inyectadas con una frecuencia de 3.7 GHz. Cada *klystron* genera potencia para dos *multi-uniones* de guías de ondas (*multijunctions*) cada una constituida por 8 guías. En total, esta estructura consta de 16 *multi-uniones* resultando en un número total de 128 guías de ondas. El objeto de este dispositivo es controlar la direccionalidad de la onda inyectada en el plasma, controlando la diferencia de fase de las ondas lanzadas por cada guía individual. De forma general el espectro resultante de ondas está centrado en  $n_{\parallel} = 1.8$  con un 70 % de directividad; el valor de  $n_{\parallel}$  en que el espectro de ondas

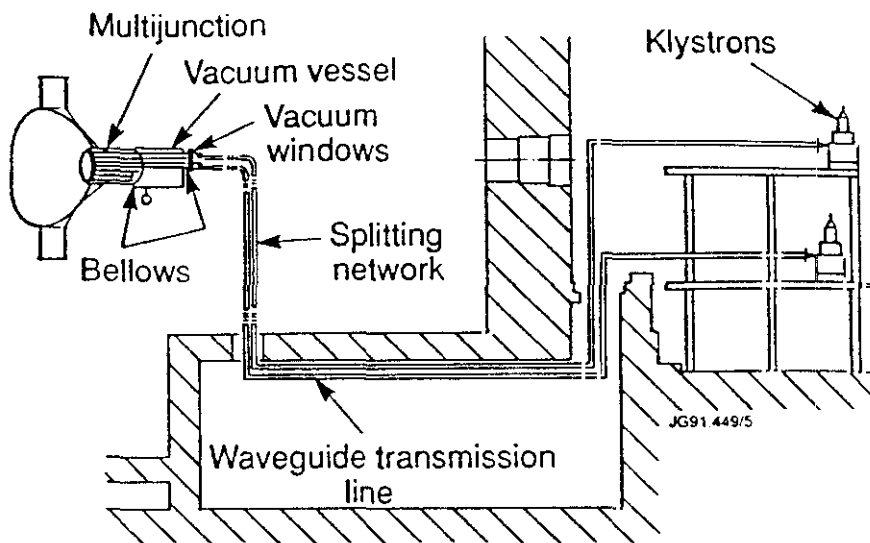
está centrado puede ser variado de 1.4 a 2.4 variando la fase entre los *klystrons* de  $-\pi/2$  a  $\pi/2$ , a expensas de la directividad de la onda. Una potencia total de 4 MW durante 20 segundos o 5.2 MW durante 10 segundos puede ser repartida. Hasta la fecha una potencia máxima de 2.4 MW ha sido acoplada al plasma. Un dibujo esquemático de este sistema y de sus principales componentes se muestra en Fig. 6.2.

El próximo sistema LHCD consistirá en 24 *klystrons*, que alimentarán 48 *multi-uniones* del tipo JET. Este sistema será capaz de inyectar hasta 10 MW de potencia de LH y será instalado para operación en la fase del Divertor del JET.

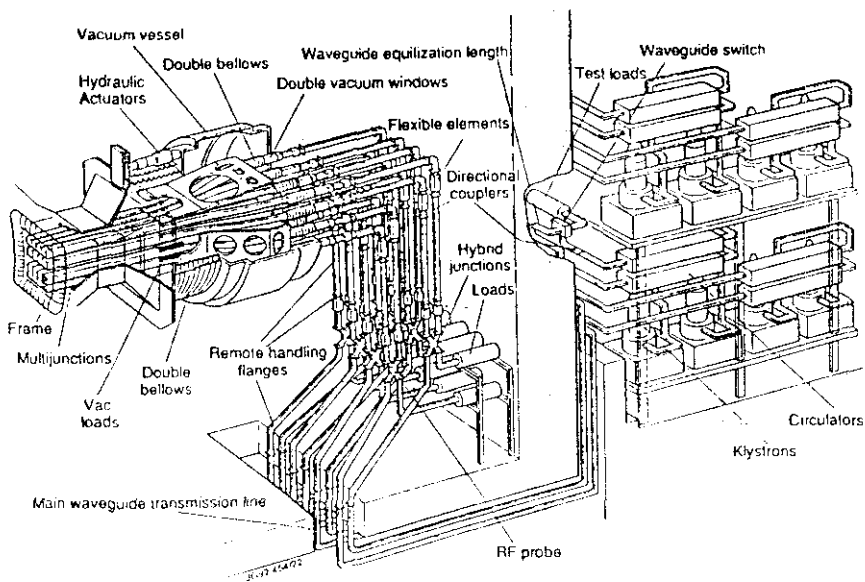
El *grill* o acoplador se encuentra situado en el plano ecuatorial de la vasija de vacío del JET desde el que las ondas son inyectadas en el plasma, y es capaz de desplazamientos radiales durante una descarga del plasma de hasta 210 mm con el objeto de mantener la densidad enfrente del *grill* en el rango requerido para un acoplamiento adecuado.

Los principales resultados obtenidos durante estos dos años de operación pueden resumirse del siguiente modo:

- La penetración de las ondas de *Lower Hybrid* en JET ha sido estudiada a partir de la radiación de *bremsstrahlung* emitida por los electrones rápidos creados por las ondas. Los datos del JET están en general en acuerdo con la condición de accesibilidad (6.10): altos campos magnéticos y bajas densidades permiten a las ondas LH penetrar más profundamente en el plasma. Los perfiles de deposición calculados usando un código de *ray-tracing*, incluyendo de forma autoconsistente el amortiguamiento de la onda sobre los electrones rápidos, dan una simulación adecuada de los datos experimentales. En resumen, las ondas LH penetrarán más allá del radio medio del plasma en JET si  $n_e \leq 2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $B \geq 3 \text{ T}$  y  $n_{\parallel} \geq 1.8$ .
- Mantenimiento total de la corriente con LHCD o en combinación con ICRH ha sido alcanzado en las siguientes condiciones:
  - a) 0.4 MA con sólo LHCD en plasmas en limitador.
  - b) 2 MA durante 1.5 s ó 1.5 MA durante 6 s con  $n_e(0) = 1.6 - 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $P_{LHCD} = 2.2 \text{ MW}$  y  $P_{ICRH} = 3 - 4 \text{ MW}$  en configuración de limitador.



JET LHCD System



**Fig. 6.2:** Trazado esquemático del sistema prototipo LHCD en JET. En la figura superior se da una visión lateral de la planta LHCD. En la figura inferior se muestran de forma más detallada sus principales componentes.

- c) 1 MA durante 4 s en plasmas en modo H con doble punto-X, con  $P_{LHCD} = 1.5 \text{ MW}$ ,  $P_{ICRH} = 3 \text{ MW}$ . En este caso la contribución de la corriente de *bootstrap* fue importante ( $\sim 40\%$  de la corriente total).
- La energía de los electrones supratérmicos creados durante operación conjunta con LHCD y ICRH es varias veces mayor que durante LHCD solamente, como es observado usando de medidas de emisión de bremsstrahlung de los electrones rápidos, y la eficiencia de generación de corriente aumenta también considerablemente. Este efecto se conoce como *sinergia* entre ICRH y LHCD, y no existe todavía una explicación clara para el mismo; diversos mecanismos como TTMP antes explicado han sido propuestos.
  - La eficiencia de generación de corriente del método LHCD ha sido de dos maneras distintas. En primer lugar, se puede considerar una eficiencia *tecnológica*,  $\gamma_T = I_{NI} / \langle n_e \rangle R / P_{in}$ , donde  $I_{NI}$  es la corriente total no inductiva (incluyendo el *bootstrap*),  $\langle n_e \rangle$  es la densidad promedio sobre el volumen del plasma, y  $P_{in} = P_{LHCD} + P_{ICRH}$ . El máximo valor alcanzado de  $\gamma_T$  ha sido de  $0.25 \times 10^{20} \text{ m}^{-2} \text{ A/W}$ . En segundo lugar, se puede considerar una eficiencia de tipo físico,  $\gamma_f = (I_{NI} - I_{BS}) / \langle n_e \rangle R / (P_{LHCD} + P_{sin})$ , donde  $I_{BS}$  es la corriente de *bootstrap* y  $P_{sin}$  es la parte de la potencia ICRH transferida por *sinergia* a los electrones rápidos creados mediante LHCD.  $\gamma_f$  ha alcanzado valores máximos de  $0.45 \times 10^{20} \text{ m}^{-2} \text{ A/W}$ , y se ha encontrado además que aumenta linealmente con  $\bar{n}_e / \langle T_e \rangle$ , donde  $\bar{n}_e$  es la densidad promedio sobre una cuerda central del plasma y  $\langle T_e \rangle$  es la temperatura promedio sobre el volumen del plasma.
  - LHCD y ICRH han sido elementos básicos para conseguir descargas de alta duración de un minuto de fase estacionaria. Una descarga de 2 MA de un minuto fue obtenida mediante 50 s de LH a 1 MW y 3 pulsos sucesivos de 20 s de 3 MW de ICRH. La duración de la fase estacionaria (*flat top*) en descargas de 7 MA de corriente ha sido extendida a 9 s empleando LHCD y calentamiento adicional para reducir el consumo de flujo (voltios-segundo) durante la fase de formación de la corriente (*current rise*).

- Experimentos con LHCD han demostrado también las posibilidades de este sistema para controlar el perfil de corriente. Operación combinada con LH y ICRH lleva a un sustancial aumento del período libre de dientes de sierra, y la potencia umbral necesaria para esta estabilización disminuye respecto a los casos en que sólo ICRH es aplicado. Largos períodos libres de actividad diente de sierra de hasta 2.3 y 2.9 s han sido observados en descargas de 2 y 3 MA con LH y ICRH.

## 6.2 Dinámica y Caracterización de los Electrones Supratérmicos

Durante LHCD, una población de electrones supratérmicos es formada como consecuencia de la interacción onda-partícula en la vecindad de la condición de resonancia ( $v_{\parallel}=\omega/k_{\parallel}$ ). En JET, el índice de refracción paralelo de las ondas es típicamente  $n_{\parallel}=1.8$ , lo que corresponde a una energía cinética de los electrones resonantes de unos 100 keV.

Esta población, como se ha explicado previamente, es la encargada de conducir una corriente no inductiva en el plasma, y sus propiedades básicas son el resultado del balance entre un cierto número de factores, entre los que cabe destacar naturalmente la acción de las ondas LH, que aceleran a los electrones resonantes en la dirección toroidal produciendo la asimetría necesaria para la generación de corriente, y los efectos debidos a las colisiones con los electrones e iones del plasma principal que, en competencia con las ondas LH, tienden a conducir a los electrones supratérmicos al equilibrio térmico y a destruir de este modo la corriente no inductiva. A estos efectos, hay que añadir los asociados a la difusión radial de los electrones supratérmicos, y la aceleración debida al campo eléctrico toroidal en los casos en que la corriente del plasma no es totalmente sostenida por las ondas<sup>4</sup>.

En esta sección se describirán las principales características de los electrones supratérmicos creados durante LHCD. En primer lugar, en

---

<sup>4</sup>En la mayor parte de los experimentos realizados en JET, y en particular en el considerado en la sección 6.3, tan sólo una parte de la corriente total del plasma es de carácter no inductivo, y de este modo un campo eléctrico toroidal subsiste en el interior del plasma.

la sección 6.2.1 se analizarán los aspectos más relevantes de la dinámica de los electrones supratérmicos: las colisiones, la aceleración debida al campo eléctrico toroidal, y la difusión radial. Para ello, un modelo simple de partícula *test* será utilizado. En esta clase de modelos, se contempla la partícula *test* (los electrones supratérmicos en este caso) como una partícula individual interactuando con el plasma principal (en equilibrio térmico) sobre el que no induce cambio alguno. Este tipo de análisis hace posible obtener de forma sencilla una idea clara del papel desempeñado por los distintos procesos en la dinámica del electrón, pero no permite describir de forma detallada la evolución de la población de electrones (con una cierta distribución de energías) considerada como un todo, ni responder a importantes cuestiones dentro de los esquemas de generación de corriente no inductiva, como la corriente conducida por los electrones rápidos o la eficiencia del método para la generación de corriente. Para ello, un tratamiento más complejo, de tipo cinético, es necesario. A estas cuestiones, se dedicará la sección 6.2.2, en la que se analizará el efecto de las ondas de *Lower Hybrid* sobre la función de distribución electrónica; un modelo analítico aproximado desarrollado por Fisch [Fis-78] será presentado que, a pesar de su simplicidad, recoge algunas de las características más notables de los resultados obtenidos por métodos más complejos, y permite obtener estimaciones razonables para la corriente inducida y la eficiencia  $J/P$  de generación de corriente. Finalmente, en la sección 6.2.3, los métodos más comunes usados para el diagnóstico de los electrones supratérmicos serán descritos, con particular énfasis en los sistemas desarrollados en JET y los resultados obtenidos.

### 6.2.1 Dinámica

La población de electrones rápidos creada por las ondas de *Lower Hybrid* evoluciona en el espacio real y en energía sometida a la acción de cuatro mecanismos principales: la ralentización o *slowing down* debida a las colisiones coulombianas, la difusión radial, la aceleración debida al campo eléctrico toroidal y la interacción onda-partícula. En el experimento que se presentará en la sección 6.3, la evolución de los electrones supratérmicos es analizada después de que las ondas LH dejan de estar acopladas al plasma, de modo que esta evolución es enteramente deter-

minada por la acción de las colisiones, el campo eléctrico y la difusión radial. Otros mecanismos, como las pérdidas energéticas asociadas a radiación de *bremstrahlung* o emisión ciclotrónica electrónica (ECE) tienen un papel insignificante en la dinámica del electrón a estas energías ( $\sim 100 - 300 \text{ keV}$ ), como también se mostrará en la sección 6.3, y no serán por tanto analizados en este apartado.

### Colisiones Culombianas

Los electrones supratérmicos experimentan colisiones culombianas con los electrones e iones del plasma. Estas colisiones tienen lugar tanto con los electrones e iones del plasma principal como con los demás electrones supratérmicos. Sin embargo, debido a la pequeña proporción en que se encuentran ( $\sim 0.1\%$  del número total de electrones del plasma) las colisiones tienen lugar preferentemente con los electrones e iones térmicos del plasma principal de modo que el efecto de las colisiones entre los mismos electrones supratérmicos puede despreciarse.

A consecuencia de las colisiones, los electrones supratérmicos pierden momento y energía hasta que finalmente desaparecen como tales y pasan a formar parte del plasma principal. Sin embargo, mientras que las pérdidas de momento de los electrones rápidos sobre las especies electrónica e iónica del plasma son del mismo orden, la transferencia de energía se realiza predominantemente sobre los electrones térmicos, ya que la fracción de energía perdida por colisión es del orden de  $m_e/m_b$ , y  $m_e/m_i \ll 1$ .

En este apartado, analizaremos los distintos procesos de relajación de un electrón *test* supratérmico  $n$  al colisionar con los electrones e iones del plasma principal, y llevaremos a cabo una estimación de los tiempos de relajación asociados. Para ello, la ecuación cinética de Fokker-Planck será usada como punto de partida. Un análisis relativísticamente correcto de esta ecuación debe ser empleado, dada la alta energía de los electrones rápidos creados durante LHCD en JET, típicamente entre 100 y 300 keV. En primer lugar, presentaremos la formulación de la ecuación de Fokker-Planck usada en [Mos-75] para describir la relajación colisional de un haz relativista de electrones sobre el plasma principal. Basados en este análisis, calcularemos los tiempos de relajación de un electrón *test* relativista siguiendo un procedimiento

análogo al método convencional empleado en el caso no relativista (ver por ejemplo, [Trub-65, Boy-79]).

El Término de Colisión Relativista [Mos-75]:

La ecuación de Fokker-Planck (por ejemplo [Trub-65]) es una ecuación cinética en la que la evolución temporal de la función de distribución  $f_a(\vec{p}_1)$  de una población de  $a$  de partículas<sup>5</sup> es calculada suponiendo que esta evolución está esencialmente determinada por el efecto acumulativo de un gran número de colisiones binarias a larga distancia, más que por el efecto individual de las colisiones a corta distancia. En su forma más simple esta ecuación puede escribirse:

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} = \sum_b C(f_a, f_b) \quad (6.11)$$

donde

$$C(f_a, f_b) = -\frac{\partial}{\partial \vec{p}_1} \cdot (f_a < \Delta \vec{p}_1 >_t) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \vec{p}_1 \partial \vec{p}_1} : (f_a < \Delta \vec{p}_1 \Delta \vec{p}_1 >_t) \quad (6.12)$$

describe el efecto sobre  $f_a$  de las colisiones con la población  $b$ , y es conocido con el nombre de operador o término de colisión de Fokker-Planck. La ecuación (6.11) incluye una suma sobre las distintas especies con las que colisiona la población  $a$ . En nuestro caso particular, la población  $a$  está constituida por los electrones *test* supratérmicos, mientras que las poblaciones  $b$  incluyen las especies electrónica e iónica del plasma principal ( $b \equiv e, i$ ). Las colisiones entre los electrones supratérmicos no son consideradas dada la pequeña proporción en que éstos se encuentran en el plasma, de modo que su efecto es despreciable. Las variables de momento  $\vec{p}$ , por otro lado, son preferibles en este caso a las variables de velocidad  $\vec{v}$  para una formulación relativista del problema.

Los coeficientes  $< \Delta \vec{p}_1 >_t$ ,  $< \Delta \vec{p}_1 \Delta \vec{p}_1 >_t$  del operador de colisión reciben el nombre de vector de fricción dinámica y y tensor de difusión

<sup>5</sup>La función de distribución  $f_a = f_a(\vec{p}_1)$  será interpretada de forma estándar como una densidad de partículas de la población  $a$  en el espacio de fases  $(\vec{r}, \vec{p})$ :  $f_a(t, \vec{r}, \vec{p}) d\vec{r} d\vec{p}$  se referirá de este modo al número de partículas de la población  $a$  contenidas en el elemento de volumen  $d\vec{r} d\vec{p}$  del espacio de fases en el instante  $t$ .

respectivamente, ya que el primer término en la ecuación (6.12) da lugar a un efecto de ralentización o *slowing-down* sobre las partículas de la población *a*, mientras que el segundo término tiene el efecto de dispersar un haz inicialmente unidireccional de estas partículas. Estos coeficientes están dados por la relación :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle \Delta \vec{p}_1 \rangle_t \\ \langle \Delta \vec{p}_1 \Delta \vec{p}_1 \rangle_t \end{array} \right\} = \frac{1}{\Delta t} \int P(\vec{p}_1, \Delta \vec{p}_1) \left\{ \begin{array}{l} \Delta \vec{p}_1 \\ \Delta \vec{p}_1 \Delta \vec{p}_1 \end{array} \right\} d(\Delta p_1) \quad (6.13)$$

en donde la función  $P(\vec{p}_1, \Delta \vec{p}_1)$  representa la probabilidad de que el momento  $\vec{p}_1$  de una partícula *test* de la población *a* experimente un cambio  $\Delta \vec{p}_1$  en un tiempo  $\Delta t$  como resultado de las colisiones con las partículas de la población *b*. De este modo,  $\langle \Delta \vec{p}_1 \rangle_t$  puede interpretarse como el cambio promedio por unidad de tiempo en el momento  $\vec{p}_1$  de la partícula *test* al colisionar con las partículas de la especie *b*, y la componente *ij* del tensor de difusión  $\langle \Delta \vec{p}_1 \Delta \vec{p}_1 \rangle_t$ , como el promedio por unidad de tiempo del producto de los cambios en las componentes *i* y *j* del momento de esta partícula.

El cálculo de  $\langle \Delta \vec{p}_1 \rangle_t$ ,  $\langle \Delta \vec{p}_1 \Delta \vec{p}_1 \rangle_t$ , y por tanto del operador de colisión, puede ser notablemente simplificado en el caso de los electrones supratérmicos teniendo en cuenta que las velocidad de las partículas térmicas del plasma es muy pequeña comparada con la velocidad de los electrones supratérmicos. De este modo, las electrones e iones térmicos del plasma pueden suponerse estacionarios antes de una colisión y efectos de la función de distribución de las especies electrónica e iónica del plasma principal pueden ser ignorados. Teniendo en cuenta este hecho y suponiendo que las colisiones del electrón *test* con las partículas campo *b* pueden ser tratadas como secuencias de colisiones binarias, podemos escribir:

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle \Delta \vec{p}_1 \rangle_t \\ \langle \Delta \vec{p}_1 \Delta \vec{p}_1 \rangle_t \end{array} \right\} = \int d\vec{p}_2 d\Omega f_b(\vec{p}_2) |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| \frac{d\sigma}{d\Omega} \left\{ \begin{array}{l} \Delta \vec{p}_1 \\ \Delta \vec{p}_1 \Delta \vec{p}_1 \end{array} \right\} \\ \approx n_b v_r \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \left\{ \begin{array}{l} \Delta \vec{p}_1 \\ \Delta \vec{p}_1 \Delta \vec{p}_1 \end{array} \right\} d\Omega \quad (6.14)$$

La cantidad  $n_b$  es la densidad de partículas campo (iones o electrones),  $\Delta \vec{p}_1$  es el cambio en el momento de la partícula *test* debido a una colisión con una partícula *b*, y  $d\sigma/d\Omega$  es la sección eficaz diferencial

de dispersión *scattering* asociada a las colisiones con la especie  $b$ ;  $v_r$  es la velocidad relativa entre el electrón incidente (de velocidad  $\vec{v}_1$  y momento  $\vec{p}_1$ ) y la partícula  $b$ , inicialmente estacionaria:

$$v_r = v_1 = \frac{p_1}{\gamma m_e}, \quad \gamma = \left(1 - \frac{v_1^2}{c^2}\right)^{-1/2} \quad (6.15)$$

donde  $m_e$  es la masa en reposo del electrón. El cambio por colisión en el momento del electrón ( $\Delta\vec{p}_1$ ) y la sección eficaz de dispersión  $d\sigma/d\Omega$  vienen dados por la dinámica relativista de las colisiones coulombianas, a partir de los cuales y usando la relación (6.14) es posible calcular los coeficientes de Fokker-Planck, obteniéndose:

$$\langle \Delta\vec{p}_1 \rangle_t = -\xi_b \gamma^* \vec{p}_1 \quad (6.16)$$

$$\langle \Delta\vec{p}_1 \Delta\vec{p}_1 \rangle_t = \xi_b (\mathbf{1} p_1^{*2} - \vec{p}_1 \vec{p}_1^*) \quad (6.17)$$

donde  $\mathbf{1}$  es el tensor identidad,  $\vec{p}_1^*$  es el momento lineal de la partícula incidente evaluado en el sistema de referencia del centro de masas ( $p_1^* = \frac{m_b c^2 p_1}{E^*}$ ), y  $\gamma^* = \frac{E + m_b c^2}{E^*}$ ;  $E$  es la energía total del electrón incidente ( $E = \gamma m_e c^2$ ), y  $E^*$  la energía total de las partículas en el sistema del centro de masas,  $E^* = (m_e^2 c^4 + m_b^2 c^4 + 2E m_b c^2)^{1/2}$ .

La constante  $\xi_b$  para las colisiones del electrón *test* con los electrones e iones del plasma está dada por:

$$\xi_i = \frac{Z_{ef} e^4 \ln \Lambda_{ei} n_e m_e \gamma}{4\pi \epsilon_0^2 p_1^3} \quad (6.18)$$

$$\xi_e = \frac{e^4 \ln \Lambda_{ee} n_e m_e \gamma (\gamma + 1)}{2\pi \epsilon_0^2 p_1^3} \quad (6.19)$$

donde  $\ln \Lambda_{ab}$  ( $a, b \equiv e, i$ ) es el llamado logaritmo de Coulomb<sup>6</sup>. Finalmente, usando (6.16) y (6.17), el operador de colisión relativista para las colisiones de la población  $a$  con las especies electrónica e iónica del plasma podrá escribirse:

$$C(f_a, f_e) = \frac{e^4 \ln \Lambda_{ee} n_e m_e}{4\pi \epsilon_0^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial \vec{p}_1} \left[ f_a(\vec{p}_1) \frac{\gamma(\gamma + 1)}{p_1^3} \vec{p}_1 \right] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \vec{p}_1 \partial \vec{p}_1} : \left[ f_a(\vec{p}_1) \frac{\gamma}{p_1^3} (\mathbf{1} p_1^2 - \vec{p}_1 \vec{p}_1) \right] \right\} \quad (6.20)$$

<sup>6</sup>Para las colisiones de una población de partículas  $a$  con otra  $b$ , el logaritmo de Coulomb se define como  $\ln \Lambda_{ab} \equiv \ln(r_{max}/r_{min})$ , donde  $r_{max}$  y  $r_{min}$  designan los parámetros máximo y mínimo de impacto respectivamente.

$$C(f_a, f_i) = \frac{e^4 \ln \Lambda_{ei} n_e m_e Z_{ef}}{4\pi \epsilon_0^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial \vec{p}_1} \cdot \left[ f_a(\vec{p}_1) \frac{\gamma}{p_1^3} \vec{p}_1 \right] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \vec{p}_1 \partial \vec{p}_1} : \left[ f_a(\vec{p}_1) \frac{\gamma}{p_1^3} (\mathbf{1} p_1^2 - \vec{p}_1 \vec{p}_1) \right] \right\} \quad (6.21)$$

El operador de colisión  $C(f_a, f_i)$  incluye una suma sobre las distintas especies iónicas del plasma, lo que se refleja en la presencia en (6.21) de la carga iónica efectiva  $Z_{ef}$ .

### Tiempos de Relajación:

La forma del operador de colisión deducida de este modo será empleada ahora para estudiar la relajación colisional de un electrón *test* supratérmico en el plasma, y para estimar los correspondientes tiempos de relajación. Los resultados coincidirán en el límite no relativista ( $\gamma \rightarrow 1$ ) con los obtenidos usando un tratamiento clásico del operador de colisión [Trub-65, Boy-79].

El electrón *test*, considerado como una partícula individual interaccionando con los electrones e iones del plasma, es descrito por una función de distribución de la forma  $f_a = \delta(\vec{p}_1 - \vec{p}(t))$ , donde  $\vec{p}(t)$  es el momento del electrón en el instante  $t$ . Distinguiremos los siguientes procesos de relajación:

#### a) *Ralentización o Slowing-down:*

La ralentización o *slowing-down* del electrón *test* consiste en la pérdida de momento del electrón en la dirección de su movimiento al colisionar con las especies del plasma. La pérdida promedio de momento por unidad de tiempo sobre una especie  $b$  del plasma puede estimarse a partir del operador de colisión usando la relación:

$$\left\langle \frac{d\vec{p}}{dt} \right\rangle_b = \int \vec{p}_1 \frac{\partial f_a}{\partial t} d\vec{p}_1 = \int \vec{p}_1 C(f_a, f_b) d\vec{p}_1 \quad (6.22)$$

lo que usando (6.20), (6.21) y  $f_a = \delta(\vec{p}_1 - \vec{p}(t))$  produce:

$$\left\langle \frac{d\vec{p}}{dt} \right\rangle_{\pm} = - \frac{n_e e^4 \ln \Lambda_{ee} m_e}{4\pi \epsilon_0^2} \frac{\gamma(\gamma \pm 1)}{p^3} \vec{p} \quad (6.23)$$

$$\left\langle \frac{d\vec{p}}{dt} \right\rangle_{\pm} = - \frac{n_e e^4 \ln \Lambda_{ei} m_e Z_{ef}}{4\pi \epsilon_0^2} \frac{\gamma}{p^3} \vec{p} \quad (6.24)$$

Estas transferencias de momento están enteramente determinadas por el término de fricción dinámica ( $\langle d\vec{p}/dt \rangle \equiv \langle \Delta\vec{p}_i \rangle_t$ ) del operador de colisión, y en promedio sólo tiene lugar en la dirección de movimiento del electrón. La pérdida total de momento sobre las especies del plasma será:

$$\begin{aligned} \langle \frac{d\vec{p}}{dt} \rangle &= \langle \frac{d\vec{p}}{dt} \rangle_e + \langle \frac{d\vec{p}}{dt} \rangle_i \\ &= -\frac{n_e e^4 \ln \Lambda m_e \gamma (Z_{ej} + \gamma + 1)}{4\pi \epsilon_0^2 p^3} \vec{p} \end{aligned} \quad (6.25)$$

donde se ha usado que  $\ln \Lambda_{ee} \simeq \ln \Lambda_{ei} \equiv \ln \Lambda$ .

Los tiempos de relajación del electrón *test* asociados a estos procesos ( $\tau_s^b$ , donde el superíndice *b* se refiere a la especie del plasma considerada) son estimados de forma simple usando la relación:

$$\tau_s^b \equiv -\frac{p}{\langle dp/dt \rangle} \quad (6.26)$$

y por tanto:

$$\tau_s^e = \frac{4\pi \epsilon_0^2 p^3}{e^4 n_e m_e \ln \Lambda_{ee} \gamma (\gamma + 1)} \quad (6.27)$$

$$\tau_s^i = \frac{4\pi \epsilon_0^2 p^3}{e^4 Z_{ej} n_e m_e \ln \Lambda_{ei} \gamma} \quad (6.28)$$

El tiempo neto de ralentización del electrón *test* sobre el plasma será finalmente:

$$\tau_s = -\frac{p}{\langle dp/dt \rangle} = \frac{4\pi \epsilon_0^2 p^3}{e^4 n_e m_e \ln \Lambda \gamma (Z_{ej} + \gamma + 1)} \quad (6.29)$$

que obedece simplemente la relación  $1/\tau_s = 1/\tau_s^e + 1/\tau_s^i$ . Es interesante hacer notar que, como consecuencia del aumento relativista de la masa del electrón, la importancia relativa de las colisiones con los electrones térmicos del plasma respecto a las colisiones con las especies iónicas crece de forma apreciable en relación al cálculo no relativista, como se pone de manifiesto en la relación existente entre los correspondientes tiempos de ralentización:  $\tau_s^e = \frac{Z_{ej}}{\gamma+1} \tau_s^i$ , frente a  $\tau_s^e = \frac{Z_{ej}}{2} \tau_s^i$  en el límite no relativista ( $\gamma \rightarrow 1$ ). No obstante, mientras la energía del electrón *test*

no sea excesivamente grande ( $\gamma \gg 1$ ), ambos tiempos de relajación ( $\tau_s^e$  y  $\tau_s^i$ ) son todavía del mismo orden, como sucede en el caso no relativista.

Los efectos relativistas son particularmente importantes por lo que se refiere al intercambio de momento con la especie electrónica, como puede inferirse de la relación (6.23); mientras que en el caso no relativista, la transferencia de momento a los electrones térmicos del plasma decrece de forma notable al aumentar el momento del electrón *test* ( $dp/dt \sim p^{-2}$ ), haciéndose despreciable cuando la energía de éste tiende a hacerse infinita ( $dp/dt \rightarrow 0$  cuando  $p \rightarrow \infty$ ), en un tratamiento relativista esta transferencia aumenta considerablemente a causa del incremento relativista de la masa del electrón, y no depende ya del momento del electrón sino de su velocidad  $v$  ( $dp/dt \sim v^{-2}$ ), de modo que cuando  $p \rightarrow \infty$  las pérdidas de momento siguen siendo finitas ya que  $v \rightarrow c$  ( $c$  es la velocidad de la luz). En el caso de las colisiones con los iones del plasma, sin embargo, aunque también aumentan las pérdidas de momento ( $dp/dt \sim 1/pv$ , como se deduce de (6.24) respecto al caso no relativista, el efecto es menor y el intercambio de momento tiende a hacerse nulo en el límite de energía infinita del electrón *test*, como sucede clásicamente ( $dp/dt \sim p^{-2}$ ).

*b) Deflexión del electrón:*

Como acabamos de ver, la desviación (o *deflexión*) media de un electrón *test* respecto a su dirección inicial de movimiento es nula; de este modo, el tiempo característico de *deflexión* del electrón sobre una especie  $b$  del plasma principal es definido:

$$\tau_d^b = \frac{p^2}{\langle dp_{\perp}^2/dt \rangle_b} \quad (6.30)$$

$\tau_d$  da una estimación para el tiempo característico de relajación hacia la isotropía de una distribución inicialmente anisotrópica. Como antes,  $\langle dp_{\perp}^2/dt \rangle$  es calculado a partir del operador de Fokker-planck:

$$\langle \frac{dp_{\perp}^2}{dt} \rangle_b = \int p_{\perp}^2 \frac{\partial f_a}{\partial t} d\vec{p}_1 = \int p_{\perp}^2 C(f_a, f_b) d\vec{p}_1 \quad (6.31)$$

En este caso, el primer coeficiente de Fokker-Planck da una contribución nula; sólo el segundo coeficiente contribuye a la dispersión en momento

respecto a la dirección inicial de movimiento, obteniéndose:

$$\left\langle \frac{dp_{\perp}^2}{dt} \right\rangle_e = \frac{n_e e^4 \ln \Lambda_{ee} m_e \gamma}{2\pi \epsilon_0^2 p} \quad (6.32)$$

$$\left\langle \frac{dp_{\perp}^2}{dt} \right\rangle_i = \frac{n_e e^4 Z_{ef} \ln \Lambda_{ei} m_e \gamma}{2\pi \epsilon_0^2 p} \quad (6.33)$$

lo que conduce a:

$$\tau_d^e = \frac{2\pi \epsilon_0^2 p^3}{e^4 n_e m_e \ln \Lambda_{ei} \gamma} \quad (6.34)$$

$$\tau_d^i = \frac{2\pi \epsilon_0^2 p^3}{e^4 Z_{ef} \bar{n}_e \bar{m}_e \ln \Lambda_{ei} \gamma} \quad (6.35)$$

Finalmente, el efecto simultáneo de las colisiones con los electrones e iones del plasma produce un tiempo neto de *deflexión*,  $\tau_d$ :

$$\left\langle \frac{dp_{\perp}^2}{dt} \right\rangle = \frac{n_e e^4 \ln \Lambda m_e (Z_{ef} + 1) \gamma}{2\pi \epsilon_0^2 p} \quad (6.36)$$

$$\tau_d = \frac{p^2}{\left\langle dp_{\perp}^2/dt \right\rangle} = \frac{2\pi \epsilon_0^2 p^3}{n_e e^4 m_e (Z_{ef} + 1) \gamma} \quad (6.37)$$

Este resultado sugiere que mientras la energía del electrón *test* no sea excesivamente grande ( $\gamma \gg 1$ ), los tiempos característicos de *deflexión* y ralentización del electrón serán siempre del mismo orden (coincidirán dentro de un factor 2) ya que:  $\tau_d = \frac{Z_{ef} + \gamma + 1}{2(Z_{ef} + 1)} \tau_s$ . Así, por ejemplo, para un plasma puro ( $Z_{ef} \simeq 1$ ) y una energía del electrón *test* de 100 keV,  $\tau_d \simeq 0.8 \tau_s$ . El proceso de *deflexión* o desviación del electrón, por otro lado, está en gran medida determinado por la carga iónica efectiva del plasma ( $Z_{ef}$ ), y la relación entre  $\tau_d^i$  y  $\tau_d^e$  es independiente de la energía del electrón:  $\tau_d^e = Z_{ef} \tau_d^i$ .

### c) Transferencia de Energía:

En tanto que, como se ha visto anteriormente, la transferencia de momento de un electrón *test* a los electrones térmicos del plasma es del mismo orden que la transferencia de momento sobre las especies iónicas (a menos que la energía del electrón sea excesivamente grande), la transferencia de energía tiene lugar esencialmente sobre los electrones

del plasma. Esto es debido a que, mientras que un importante intercambio fraccional de energía tiene lugar en una colisión entre partículas idénticas (como la colisión electrón-electrón), sólo una pequeña fracción de la energía (del orden de la razón de masas) se intercambia en la colisión de una partícula ligera con una partícula pesada, como es el caso de la colisión electrón-ión.

La transferencia media de energía de un electrón *test* al plasma por unidad de tiempo es calculada siguiendo el mismo procedimiento que en los casos anteriores:

$$\left\langle \frac{dE_c}{dt} \right\rangle_b = \int E_c \frac{\partial f_a}{\partial t} d\vec{p}_1 = \int E_c C(f_a, f_b) d\vec{p}_1 \quad (6.38)$$

donde  $E_c$  es la energía cinética del electrón,  $E_c = (\gamma - 1)m_e c^2$ . Dado que el intercambio de energía con los iones es despreciable se tiene que  $\langle dE_c/dt \rangle \simeq \langle dE_c/dt \rangle_e$ , y usando (??):

$$\left\langle \frac{dE_c}{dt} \right\rangle \simeq - \frac{n_e e^4 \ln \Lambda_{ee} \gamma}{4\pi \epsilon_0^2 p} \quad (6.39)$$

Como ocurriera en el caso de la transferencia de momento, la transferencia de energía de un electrón relativista al plasma es mayor que la predicha por una teoría no relativista y no se anula en el límite de energía infinita ( $p \rightarrow \infty$ ), ya que como se deduce de (6.39)  $\langle dE_c/dt \rangle \sim 1/v$ , y  $v \rightarrow c$  cuando  $p \rightarrow \infty$ .

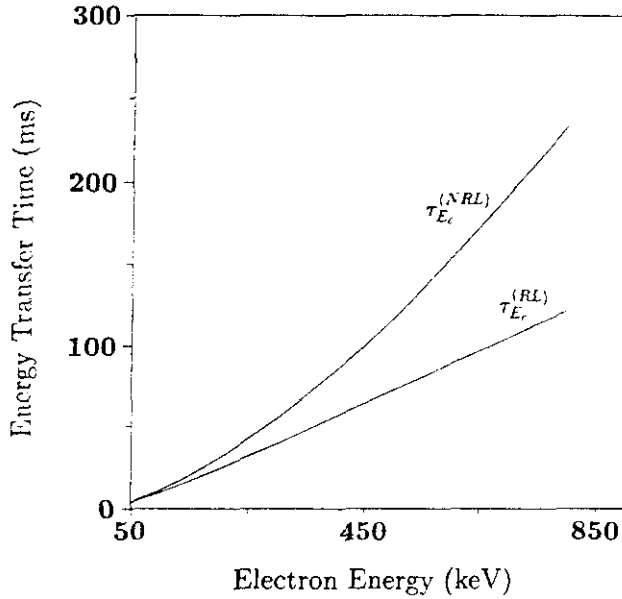
Por último, el tiempo característico de transferencia de energía al plasma vendrá dado por:

$$\tau_{E_c} = - \frac{E_c}{\langle dE_c/dt \rangle} = \frac{4\pi \epsilon_0^2 m_e^2 c^3 (\gamma - 1)^{3/2} (\gamma + 1)^{1/2}}{e^4 n_e \ln \Lambda_{ee} \gamma} \quad (6.40)$$

que en términos del momento  $p$  del electrón puede escribirse:

$$\tau_{E_c} = \frac{4\pi \epsilon_0^2}{e^4 n_e m_e \ln \Lambda_{ee}} \frac{p^3}{\gamma(\gamma + 1)} \quad (6.41)$$

donde se ha usado que  $\gamma = (1 + p^2/m_e^2 c^2)^{1/2}$ . El tiempo de transferencia de energía coincide por tanto con el tiempo de ralentización  $\tau_s^e$ . Frente al caso clásico, en que el tiempo de transferencia de energía es



**Fig. 6.3:** Tiempo de transferencia de energía de un electrón supratérmico al plasma como función de su energía cinética.  $\tau_{Ec}^{(NRL)}$  designa el tiempo de transferencia de energía calculado clásicamente, y  $\tau_{Ec}^{(RL)}$  el mismo tiempo calculado considerando la naturaleza relativista del electrón. Los parámetros del plasma son:  $T_e = 2.5 \text{ keV}$ ,  $n_e = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $Z_{ef} = 2$ .

proporcional a  $E_c^{3/2}$ , el caso relativista exhibe una dependencia más compleja de la energía cinética:  $\tau_{Ec} \propto \frac{E_c^{3/2} (2 + E_c/m_e c^2)^{1/2}}{1 + E_c/m_e c^2}$ .

En la figura 6.3 se muestra el tiempo característico de transferencia de energía del electrón *test* como función de su energía cinética calculado clásicamente ( $\gamma \rightarrow 1$ ,  $\tau_{Ec}^{(NRL)}$ ), junto con la estimación obtenida teniendo en cuenta el carácter relativista del electrón ( $\tau_{Ec}^{(RL)}$ ) dada por (6.40). Como puede apreciarse en esta figura, la consideración del carácter relativista del electrón lleva a una disminución del tiempo de transferencia de energía. Las diferencias respecto al tiempo calculado clásicamente  $\tau_{Ec}^{(NRL)}$  aumentan con la energía del electrón, ya que es a altas energías cuando los efectos relativistas son más notables. Los electrones relativistas, siendo más pesados, pierden energía más fácilmente al colisionar con los electrones ligeros del plasma principal.

### Campo Eléctrico

En el apartado anterior se ha estudiado el proceso de relajación de un electrón supratérmico considerando únicamente el efecto de las colisiones con los electrones e iones del plasma. Sin embargo, en la mayor de los experimentos realizados en JET usando ondas de *Lower Hybrid*, y en particular en el experimento considerado en este capítulo, sólo una parte de la corriente es conducida de forma no inductiva, de modo que un campo eléctrico toroidal  $\vec{E}$  subsiste en el interior del plasma. El electrón de este modo es acelerado por el campo eléctrico, al mismo tiempo que pierde momento y energía a través de las colisiones, lo que en conjunto da lugar a un aumento en los tiempos característicos de relajación previamente calculados. Una de las consecuencias más notables de la presencia de un campo eléctrico en el plasma es el fenómeno conocido como electrones *runaway*. Este fenómeno aparece como consecuencia de la disminución de la frecuencia de colisión coulombiana al aumentar la energía del electrón de modo que, para un campo eléctrico dado, sobre cierta energía crítica, la fuerza de fricción colisional es menor que la ejercida por el campo  $\vec{E}$ , y los electrones son continuamente acelerados. Son los denominados electrones *runaway*.

En lo que sigue, usaremos un modelo simple de partícula *test* para investigar las trayectorias promedio de un electrón supratérmico en el espacio de momentos, sometido simultáneamente al efecto del campo eléctrico y de las colisiones coulombianas. Un tratamiento relativista es aconsejable en el caso de los electrones supratérmicos creados durante LHCD en JET, dada su alta energía, de cientos de keV. La consideración de efectos relativistas, por otro lado, puede producir diferencias de tipo cualitativo respecto a una teoría no relativista de la dinámica del electrón a la hora de analizar ciertos fenómenos, como el de los electrones *runaway* antes mencionado; los grandes tokamaks actuales, así como los tokamaks de la siguiente generación, están caracterizados por débiles campos eléctricos, y en consecuencia sólo electrones de muy alta energía, con velocidades próximas a la de la luz y altamente no colisionales, son capaces de escapar convirtiéndose en electrones *runaway*. En estas circunstancias, una teoría relativista del fenómeno *runaway* se hace necesaria. Como se mostró en el apartado anterior, la transferencia colisional de energía de un electrón relativista al plasma no desaparece

en el límite de energía infinita del electrón, sino que alcanza un valor de saturación ya que  $dE_c/dt \sim 1/v$ , y  $v \rightarrow c$  cuando  $E_c \rightarrow \infty$ . Esto tiene importantes implicaciones ya que, frente a una teoría no relativista, en la que para todo valor del campo  $\vec{E}$  es siempre posible encontrar electrones de muy alta energía que se convertirán en *runaways*, en un tratamiento relativista, por debajo de cierto campo  $E_R$  ningún electrón *runaway* será generado.

En el modelo que presentaremos a continuación, usaremos las ecuaciones relativistas de relajación del momento y la energía del electrón para analizar los aspectos principales de la dinámica del electrón. Este análisis permitirá además obtener de forma sencilla las condiciones de *runaway* para el electrón *test*, así como determinar el campo  $E_R$  por debajo del cual ningún electrón *runaway* es generado.

El electrón es acelerado por el campo eléctrico al mismo tiempo que es ralentizado por los electrones e iones del plasma. La ecuación de relajación del momento del electrón en la dirección del campo  $\vec{E}$  puede escribirse por tanto:

$$\begin{aligned} \frac{dp_{\parallel}}{dt} &= eE - \left\langle \frac{dp_{\parallel}}{dt} \right\rangle_e + \left\langle \frac{dp_{\parallel}}{dt} \right\rangle_i \\ &= eE - \frac{n_e e^4 \ln \Lambda m_e}{4\pi \epsilon_0^2} \gamma (Z_{ef} + 1 + \gamma) \frac{p_{\parallel}}{p^3} \end{aligned} \quad (6.42)$$

donde las relaciones (6.23) y (6.24) han sido usadas, y donde la dirección paralela se refiere a la dirección del campo eléctrico, básicamente en la dirección toroidal.

Por otro lado, bajo la acción de un campo eléctrico, el electrón gana una energía  $e\vec{E} \cdot \vec{v}$ , de modo que usando (6.39) para la energía media perdida por unidad de tiempo en las colisiones con los electrones e iones del plasma se tendrá:

$$\frac{dE_c}{dt} = e\vec{E} \cdot \vec{v} - \frac{n_e e^4 \ln \Lambda_{ee} \gamma}{4\pi \epsilon_0^2} \frac{\gamma}{p} \quad (6.43)$$

y teniendo en consideración que  $E_c = (\gamma - 1)m_e c^2$  y  $\gamma = (1 + \frac{p^2}{m_e^2 c^2})^{1/2}$ :

$$p \frac{dp}{dt} = e\vec{E} \cdot \vec{p} - \frac{n_e e^4 \ln \Lambda_{ee} m_e \gamma^2}{4\pi \epsilon_0^2} \frac{\gamma^2}{p} \quad (6.44)$$

Esta ecuación podría haberse obtenido directamente a partir de la ecuación de Fokker-Planck, a la que se añade un término de la forma  $\vec{E} \cdot \frac{\partial f_a}{\partial \vec{p}_1}$  para describir el efecto del campo eléctrico:

$$\begin{aligned} p \frac{dp}{dt} &\equiv \left\langle \frac{1}{2} \frac{p_{\perp}^2}{dt} \right\rangle = \int \frac{p_{\perp}^2}{2} \frac{\partial f_a}{\partial t} d\vec{p}_1 \\ &= \int \frac{p_{\perp}^2}{2} \left( e\vec{E} \cdot \frac{\partial f_a}{\partial \vec{p}_1} + C(f_a, f_e) + C(f_a, f_i) \right) d\vec{p}_1 \quad (6.45) \end{aligned}$$

Finalmente, usando las ecuaciones (6.42) y (6.44), se puede obtener la expresión para la relajación del momento en dirección perpendicular al campo  $\vec{E}$ :

$$\frac{dp_{\perp}^2}{dt} = \frac{n_e e^4 \ln \Lambda m_e}{2\pi \epsilon_0^2} (\gamma(Z_{ef} + \gamma + 1) \frac{p_{\parallel}^2}{p^2} - \gamma^2) / p \quad (6.46)$$

Las ecuaciones (6.42) y (6.46) serán ahora usadas para estudiar la trayectoria del electrón en el espacio de momentos. Estas ecuaciones pueden reescribirse en forma normalizada usando el momento normalizado  $\vec{p} \equiv \vec{p}/p_e$ ,  $p_e = (m_e T_e)^{1/2}$ :

$$\frac{dp_{\parallel}}{dt} = \epsilon - \gamma(\alpha + \gamma) \frac{p_{\parallel}}{p^3} \quad (6.47)$$

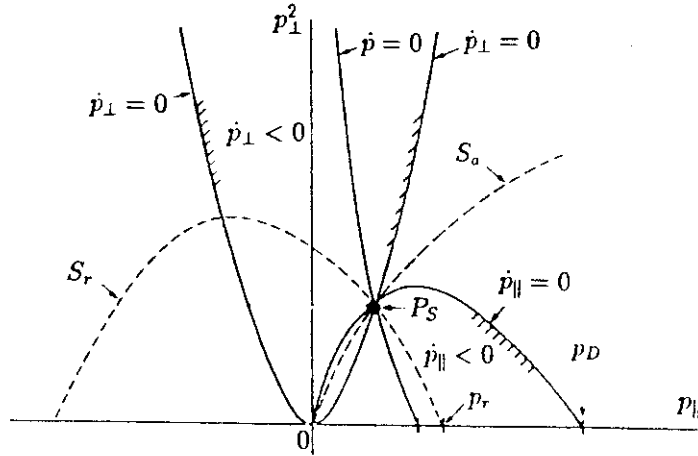
$$p_{\perp} \frac{dp_{\perp}}{dt} = (\gamma(\alpha + \gamma) \frac{p_{\parallel}^2}{p^2} - \gamma^2) / p \quad (6.48)$$

y donde se ha empleado la notación:

$$\begin{aligned} \epsilon &= E/E_D, \quad E_D = n_e e^3 \ln \Lambda m_e / 4\pi \epsilon_0^2 p_e^2 \\ t &\rightarrow \nu_0 t, \quad \nu_0 = n_e e^4 \ln \Lambda m_e / 4\pi \epsilon_0^2 p_e^3. \quad \alpha \rightarrow 1 + Z_{ef} \end{aligned} \quad (6.49)$$

Por último  $\gamma$  en función del momento normalizado podrá escribirse  $\gamma = (1 + p^2 \frac{kT_e}{m_e c^2})^{1/2}$ . En la figura 6.4 se muestran las características principales del espacio de fases de las ecuaciones normalizadas. El sistema de ecuaciones presenta un punto singular  $P_S$  en el espacio de momentos  $(p_{\parallel}, p_{\perp}^2)$ , definido por la intersección de los contornos  $\dot{p}_{\parallel}=0$ ,  $\dot{p}_{\perp}=0$  (donde el punto se refiere a la derivada temporal). Las coordenadas de este punto, por tanto, se obtienen simplemente a partir de las ecuaciones (6.47) y (6.48), usando las condiciones  $\dot{p}_{\parallel}=0$ ,  $\dot{p}_{\perp}=0$ :

$$P_S \equiv \left( \frac{\gamma}{(1 + \frac{\alpha}{\gamma})^{1/4} \epsilon^{1/2}}, \frac{\alpha}{(1 + \frac{\alpha}{\gamma})^{1/2} \epsilon} \right) \quad (6.50)$$



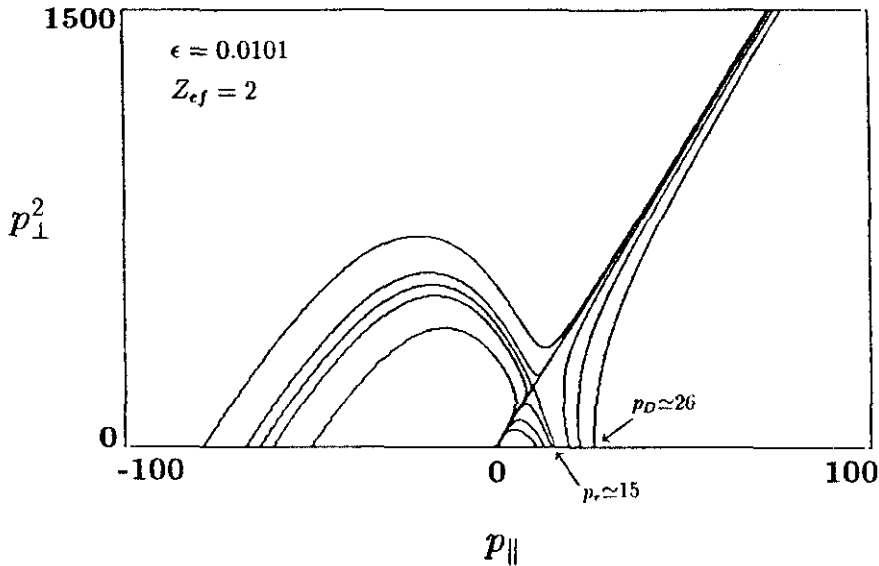
**Fig. 6.4:** Dibujo esquemático del espacio de fases de las ecuaciones de relajación.  $P_S$  es un punto silla,  $S_a$  y  $S_r$  son las separatrices. Los contornos singulares  $\dot{p}_{\parallel} = 0$  y  $\dot{p}_{\perp} = 0$  son también indicados así como la condición de runaway  $p_r$  y la condición Dreicer  $p_D$  [Fuc-86].

con  $\gamma$  dada por la relación:

$$\epsilon = \frac{kT_e \gamma^{3/2} (\alpha + \gamma)^{1/2}}{m_e c^2 \gamma^2 - 1} \quad (6.51)$$

como también puede deducirse de las condiciones  $\dot{p}_{\parallel} = 0$ ,  $\dot{p}_{\perp} = 0$ .

Este punto, como puede apreciarse en esta figura, es un punto silla y constituye el punto de separación de las trayectorias de la partícula en el espacio de momentos (ver Fig. 6.5). Las trayectorias límite que pasan a través de  $P_S$  son las separatrices  $S_a$  y  $S_r$ . Estas dos separatrices determinan las características de las trayectorias del electrón. La separatriz  $S_r$  divide el espacio de fases  $(p_{\parallel}, p_{\perp}^2)$  en dos regiones distintas. Como se observa en el ejemplo mostrado en la figura 6.5, electrones situados inicialmente en la región comprendida entre  $S_r$  y el eje  $p_{\parallel}$  siguen trayectorias que convergen a lo largo de  $S_a$  hacia valores más bajos de  $p$  hasta alcanzar finalmente el origen, es decir, el electrón acaba formando parte del plasma principal. En cambio, electrones situados inicialmente por encima de  $S_r$  siguen trayectorias que escapan asintóticamente a lo



**Fig. 6.5:** Dibujo de curvas integrales seleccionadas (es decir, trayectorias del electrón) del espacio de fases de las ecuaciones de relajación relativistas. Los parámetros del plasma son  $n_e = 1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e = 1 \text{ keV}$ ,  $Z_{ef} = 2$  y  $E = 0.05 \text{ V/m}$ .

largo de  $S_a$ , convirtiéndose de este modo en electrones *runaway*. Otra característica de  $S_r$  es su limitada extensión a lo largo del eje  $p_{\parallel}$ , lo que explica la presencia de *runaways* originándose desde la dirección negativa de  $p_{\parallel}$  (es decir, inicialmente en dirección opuesta a la fuerza ejercida por el campo eléctrico).

En un tratamiento no relativista de las ecuaciones de relajación [Fuc-86], las trayectorias del electrón en el espacio de fases presentan características similares a las que acabamos de presentar. En el caso relativista, sin embargo, el tamaño de la región acotada por  $S_r$  y el eje  $p_{\parallel}$  es mayor (es decir, resulta más difícil generar *runaways* ya que, como se mostró en el apartado anterior, un tratamiento relativísticamente correcto de las colisiones de un electrón *test* con el plasma predice unas pérdidas mayores de momento y energía)

Resumiendo, *runaway* en el espacio de momentos sólo ocurrirá para aquellos electrones que se encuentren fuera de la separatriz  $S_r$  de las ecuaciones de relajación. Obtener la condición de *runaway* resolviendo

explícitamente las ecuaciones (6.47) y (6.48) para la separatriz  $S_r$  no es sencillo, pero dado que la mayoría de los electrones en un campo eléctrico están concentrados en la dirección de la fuerza asociada al campo, es decir, a lo largo de  $p_{\parallel}$ , la condición de *runaway* puede reducirse a la forma más simple  $p_{\parallel} \geq p_r$ , donde  $p_r$  es la intersección de  $S_r$  con el eje positivo de  $p_{\parallel}$  (ver Fig. 6.5). El valor de  $p_r$  puede estimarse considerando que un electrón fuera de  $S_r$  debe ganar gradualmente energía mientras que un electrón dentro de  $S_r$  pierde energía, de modo que se puede suponer que en trayectorias cercanas a  $S_r$  la energía es casi conservada;  $p_r$  debe ser por tanto aproximadamente igual al momento total del electrón en el punto  $P_S$  del espacio de fases, con lo que a partir de (6.50) se obtiene:

$$p_r \simeq \left(1 + \frac{\alpha}{\gamma}\right)^{1/4} \frac{\gamma}{\epsilon^{1/2}}, \quad v_r \simeq \left(1 + \frac{\alpha}{\gamma}\right)^{1/4} \epsilon^{-1/2} \quad (6.52)$$

donde  $p_r$  y  $v_r$  están normalizados a  $p_e = (m_e T_e)^{1/2}$  y  $v_e = (T_e/m_e)^{1/2}$  respectivamente, y  $\gamma$  está dado por la expresión (6.51). En el límite  $\gamma \rightarrow 1$ , esta condición de *runaway* coincide con la obtenida en [Fuc-86] para el caso no relativista. Por otro lado, dado que  $\gamma > 1$ , estas ecuaciones indican que un tratamiento relativista de las ecuaciones de relajación conduce a una velocidad crítica de *runaway* menor que en el límite clásico, mientras que predice valores mayores del momento y por tanto de la energía cinética crítica de *runaway*.

Es importante darse cuenta de que toda la información relativa a la condición de *runaway* está contenida en la expresión (6.51) para el factor  $\gamma$  como función del campo eléctrico normalizado  $\epsilon$  y de  $Z_{ef}$  (contenida en  $\alpha$ ); a partir de  $\gamma$ ,  $p_r$  y  $v_r$  pueden ser inmediatamente calculados. Las expresiones de  $p_r$  y  $v_r$  dadas en (6.52) son simplemente convenientes a la hora de comparar los resultados de la teoría relativista con las predicciones clásicas ( $\gamma \rightarrow 1$ ). La expresión (6.51) permite, por tanto, estimar para un campo eléctrico dado la energía crítica por encima de la cual se generarán *runaways*, e inversamente para electrones de una cierta energía cinética  $E_c$  (o de forma equivalente para un valor dado de  $\gamma$ ) permite determinar el campo eléctrico mínimo necesario para que se conviertan en electrones *runaway*. Este campo eléctrico mínimo es evidentemente una función decreciente de

la energía del electrón (y, por tanto, de  $\gamma$ ): cuanto mayor es la energía del electrón, menor es su colisionalidad, y menor será el campo  $E$  necesario para convertirlo en *runaway*. En el límite de energía infinita del electrón ( $\gamma \rightarrow \infty$ ) se obtendrá por tanto el campo eléctrico  $E_R$  por debajo del cual ningún electrón *runaway* será generado. Usando (6.51), en el límite  $\gamma \rightarrow \infty$  se tiene que  $\epsilon = E/E_D \rightarrow kT_e/m_e c^2$ , obteniéndose como resultado:

$$E_R = E_D \frac{kT_e}{m_e c^2} = \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_e c^2} \quad (6.53)$$

donde se ha utilizado para  $E_D$  la expresión dada en (6.49). Este campo crítico  $E_R$  coincide con el obtenido por Connor y Hastie [Con-75] a partir de un análisis detallado de la función de distribución *runaway* usando un operador de colisión relativista en la ecuación de Fokker-Planck. Esta situación contrasta con en el que, cuando  $p \rightarrow \infty$ ,  $E \rightarrow 0$ , lo que significa que para un campo eléctrico arbitrariamente pequeño siempre podrán encontrarse electrones de energía suficientemente grande que se convertirán en *runaways*.

Otras investigaciones [Dre-60] consideraron la condición  $\dot{p}_{\parallel} = 0$  de importancia central para la generación de *runaways*. Según esta condición, denominada condición Dreicer, el fenómeno *runaway* depende del balance entre la fuerza eléctrica y la fuerza de fricción experimentada por el electrón al colisionar con las distintas especies del plasma. Usando la ecuación (6.47) se obtiene que la condición Dreicer de *runaway* ( $\dot{p}_{\parallel} \geq 0$ ) se verificará para aquellos electrones para los que  $\gamma \geq \gamma_D$  y  $p_{\parallel} \geq p_D$ , estando  $\gamma_D$  y  $p_D$  definidos por las relaciones:

$$\gamma_D = \frac{\alpha + (\alpha^2 + 4\epsilon(\epsilon - 1))^{1/2}}{2(\epsilon - 1)} \quad (6.54)$$

$$p_D = \left(1 + \frac{\alpha}{\gamma_D}\right)^{1/2} \frac{\gamma_D}{\epsilon^{1/2}} \quad (6.55)$$

donde se ha supuesto que, como es el caso más habitual,  $p_{\parallel} \gg p_{\perp}$ , y la constante  $\epsilon$  está dada por  $\epsilon = \epsilon \frac{kT_e}{m_e c^2}$ .

La condición Dreicer, sin embargo, es demasiado restrictiva ( $p_D \geq p_r$ ). Las pérdidas colisionales de momento son mayores que las pérdidas de energía, de modo que en presencia de un campo eléctrico un electrón puede estar inicialmente perdiendo momento ( $p_{\parallel} \leq p_r$ ) y al mismo tiempo

ganando energía; si esta ganancia de energía tiene lugar de forma suficientemente rápida, el electrón acaba finalmente convirtiéndose en *runaway*. Por tanto, la condición Dreicer es tan sólo una condición suficiente de *runaway*, pero no necesaria. La consideración simultánea de la relajación de momento y energía del electrón ha llevado a una condición más débil ( $p_{\parallel} \geq p_r$ ) y muestra que, en general, *runaway* en el espacio de momentos sólo ocurre para aquellos electrones que se encuentran fuera de la separatriz  $S_r$ .

La determinación del momento y la energía crítica de *runaway* es en la práctica delicada dado que requiere el conocimiento local del campo eléctrico  $E$ . En JET, donde habitualmente el voltaje por vuelta  $V_L$  es del orden de 1V se tiene para el campo eléctrico  $E = V_L / 2\pi R \simeq 0.05 \text{ V/m}$ . Así, para las condiciones del plasma dadas en la figura 6.5, se encuentra que la condición de *runaway* corresponde a un momento normalizado  $p_r \simeq 15$ , y por tanto a una energía cinética  $E_c \simeq 102 \text{ keV}$ , mientras que la la condición Dreicer, usando (6.54), corresponde a una energía  $E_c \simeq 270 \text{ keV}$ .

Por último, a modo de resumen, y de acuerdo con lo discutido hasta ahora, podemos encontrar para un electrón *test* con momento inicial  $p_{\parallel} \gg p_{\perp}$  tres tipos distintos de trayectorias en el espacio de fases, como se ilustra en Fig. 6.5. Electrones con  $p_{\parallel} \geq p_D$  ganan sistemáticamente momento tanto en dirección paralela como en dirección perpendicular al campo, convirtiéndose en electrones *runaway*. Electrones inicialmente con un momento  $p_{\parallel}$  menor que  $p_D$ , pero mayor que  $p_r$ , al mismo tiempo que pierden momento paralelo, ganan energía perpendicular, siendo capaces de alcanzar la condición  $\dot{p}_{\parallel} = 0$ , a partir de lo cual ganan continuamente momento y energía. Finalmente, electrones con  $p_{\parallel} \leq p_r$ , aunque ganan inicialmente momento perpendicular, no son capaces de alcanzar la condición  $\dot{p}_{\parallel} = 0$ , y acaban perdiendo momento paralelo y perpendicular, pasando a formar parte del plasma principal.

## Difusión Radial

Un último aspecto a considerar relativo a la dinámica de los electrones supratérmicos se refiere a la difusión radial. Los electrones supratérmicos evolucionan en el espacio real sujetos a ciertos mecanismos de difusión radial al mismo tiempo que evolucionan en momento y

energía sometidos a la acción de las colisiones coulombianas, del campo eléctrico y las ondas de *Lower Hybrid*.

Este proceso de difusión radial es caracterizado mediante un coeficiente de difusión  $D_e^{ST}$  que determina el flujo radial  $\Gamma_e^{ST}$  de electrones supratérmicos:

$$\Gamma_e^{ST} = -D_e^{ST} \nabla n_e^{ST} \quad (6.56)$$

donde  $n_e^{ST}$  es la densidad de electrones rápidos.

La difusión de electrones supratérmicos constituye un tema de interés tanto desde un punto de vista práctico como desde un punto de vista teórico.

En primer lugar,  $D_e^{ST}$  desempeña un papel importante en la eficacia del método LHCD para la generación y control del perfil de corriente. Códigos de trazados de rayos predicen perfiles de deposición de potencia  $P_d(r)$  localizados fuera del eje magnético, y en ausencia de difusión radial, la corriente  $J(r)$  conducida por estos electrones es determinada localmente por la competencia entre la relajación colisional y la excitación cuasi-lineal debida a las ondas LH, conduciendo a una relación simple de carácter local entre  $J(r)$  y  $P_d(r)$ ,  $J(r) = \eta(r)P_d(r)$  ( $\eta$  es la eficiencia local de corriente). Sin embargo, a causa de la difusión radial de los electrones supratérmicos la corriente no inductiva puede ser llevada fuera de la región en que la potencia es depositada, dando lugar a una respuesta no local de la corriente y a una reducción en la eficiencia de generación de corriente.

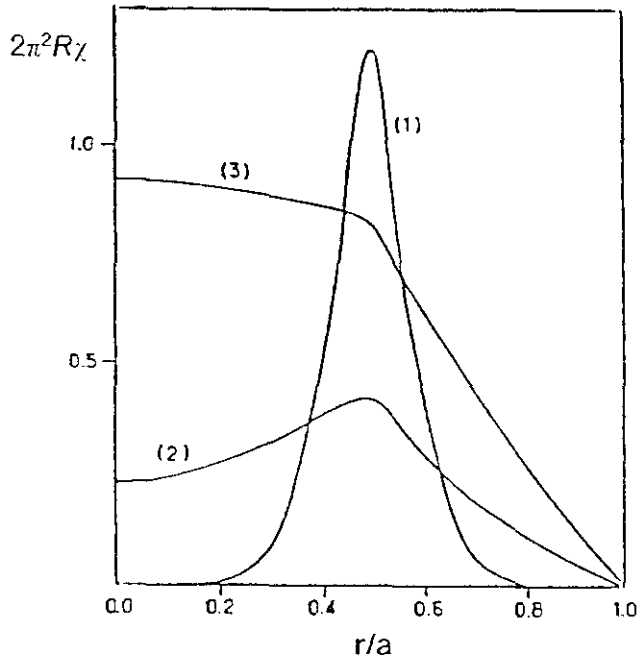
La determinación de la relación entre el perfil de corriente conducido por los electrones supratérmicos y el perfil de deposición de potencia constituye de este modo un problema de carácter más complejo. La forma de esta relación depende de la competencia entre la pérdida colisional de momento, caracterizada por un tiempo característico de relajación  $\tau_s$ , y la difusión radial, caracterizada por el tiempo de confinamiento de los electrones rápidos,  $\tau_D \sim a^2/D_e^{ST}$ , donde  $a$  es el radio menor del plasma. De acuerdo con esto, tres regímenes pueden ser considerados:

- $\tau_D \gg \tau_s$ : los electrones supratérmicos son excitados por las ondas LH y se relajan colisionalmente prácticamente sobre la misma superficie de flujo, y de este modo la respuesta de la corriente puede ser descrita de forma local.

- $\tau_s \gg \tau_D$ : los electrones rápidos, encargados de conducir la corriente no inductiva, escapan radialmente antes de que de que hayan sido ralentizados colisionalmente de forma significativa. La corriente no inductiva ocupa toda la columna del plasma y la información física relevante es la eficiencia global efectiva.
- en una situación intermedia, a causa de la competición entre la relajación colisional y la difusión radial, un electrón rápido excitado por las ondas de *Lower Hybrid* en un cierto radio  $r'$  puede conducir una corriente significativa en un radio  $r$ , dando lugar a efectos no triviales de control del perfil de corriente. La respuesta no local es obtenida a partir de las ecuaciones cinéticas [Rax-89], y descrita mediante cierta función  $\chi(r, r')$ , que puede interpretarse como la corriente que es conducida en la superficie  $r$  cuando 1 W de potencia es depositado sobre la superficie  $r'$ . De este modo,  $\chi(r, r')$  permite obtener el perfil de corriente  $J(r)$  para cierto perfil de deposición de potencia  $P_d(r)$ . En la figura 6.6 se muestra la forma de esta respuesta no local (multiplicada por un factor  $2\pi^2 R$ ) cuando la potencia es depositada en el centro del plasma ( $\chi(r, a/2)$ ), con  $Z_{ef} = 1$ ,  $n_{||} = 2$ , y para  $D_e^{ST} = 0.1, 1.0$  y  $10.0 \text{ m}^2/\text{s}$  respectivamente.

En segundo lugar, desde un punto de vista teórico, el análisis de la difusión de los electrones supratérmicos puede aportar importante información sobre los mecanismos operativos de transporte anómalo en plasmas tokamak. Los electrones supratérmicos debido a su alta energía son esencialmente no colisionales y de este modo son particularmente sensibles al nivel de fluctuaciones eléctricas y magnéticas del plasma. Las propiedades de confinamiento de estos electrones *test* no colisionales dependerán tanto del tipo de inestabilidad dominante como de la energía del propio electrón, y es de esperar que el estudio del coeficiente de difusión de estos electrones como función de su energía haga posible determinar la naturaleza y estructura de la turbulencia subyacente.

A continuación estudiaremos qué tipo de dependencia cabe esperar del coeficiente de difusión  $D_e^{ST}$  en la energía del electrón (o más precisamente en la velocidad del electrón en dirección paralela al campo magnético) atendiendo al mecanismo microturbulento dominante: fluctuaciones magnéticas de tipo estocástico o inestabilidades de tipo elec-



**Fig. 6.6:** Respuesta no local normalizada  $2\pi^2 R\chi$  como función del radio menor normalizado ( $r/a$ ), cuando la potencia es depositada en  $r'/a = 1/2$ . El índice de refracción paralelo de la onda es  $n_{\parallel} = 2$ , y  $Z_{ef} = 1$ . El coeficiente de difusión radial  $D_e^{ST}$  es 0.1 en la curva (1), 1.0 en la curva (2), y 10.0 en la curva (3); la última curva está multiplicada por un factor 10. [Rax-89].

trostático respectivamente. Para ello, una aproximación de partícula *test* no colisional será empleada para los electrones supratérmicos.

Transporte debido a Campos Magnéticos Estocásticos:

En ausencia de fluctuaciones magnéticas radiales, las líneas de campo magnético permanecen en la superficie de flujo al circular alrededor del del toro. En presencia de fluctuaciones magnéticas radiales ( $\tilde{B}_r$ ), la trayectoria de las líneas de campo se desvía de la superficie de flujo original, y los electrones adquieren una velocidad radial  $\tilde{v}_r(\tilde{B}) = v_{\parallel} \tilde{B}_r / B$ , convirtiendo parte de su rápido movimiento a lo largo de las líneas de campo en desplazamiento radial. Cuando las fluctuaciones magnéticas

centradas en diferentes radios o superficies racionales comienzan a solaparse, y este solapamiento es suficientemente grande, las superficies magnéticas son esencialmente destruidas y la trayectoria de cada línea de campo vaga de forma estocástica desde su posición radial original al circular alrededor del toro. El electrón sigue estas líneas de campo y de este modo el transporte radial puede aumentar significativamente.

Cuando la condición de estocasticidad es satisfecha, el desplazamiento radial de una línea de campo puede ser considerado como un proceso de camino aleatorio descrito mediante una ecuación de difusión [Ros-66], es decir, el desplazamiento radial cuadrático medio  $\langle (\Delta r)^2 \rangle$  de la línea de campo al movernos una distancia  $s$  a lo largo de ella se puede escribir como:

$$\langle (\Delta r)^2 \rangle = 2sD_M \quad (6.57)$$

donde  $D_M$  es el coeficiente de difusión de las líneas de campo magnético. Este proceso difusivo es similar al proceso de difusión de una partícula sometida a colisiones en el que la variable temporal ha sido sustituida por el camino  $s$  a lo largo de la línea de campo. La forma concreta del coeficiente de difusión  $D_M$  depende de la naturaleza de la turbulencia y viene dada en función de ciertos parámetros característicos de las fluctuaciones: el tamaño relativo de las fluctuaciones radiales  $b_0 = \tilde{B}_r/B_0$  (donde  $B_0$  es el campo magnético sin perturbar), la longitud de correlación paralela de las fluctuaciones  $L_{\parallel}$ , y la longitud de correlación perpendicular del espectro de fluctuaciones magnéticas  $\delta_{\perp}$  ( $\delta_{\perp} \sim 1/k_{\perp}$ , donde  $k_{\perp}$  es una longitud de onda perpendicular típica de las fluctuaciones magnéticas).

De acuerdo al nivel de las fluctuaciones magnéticas, se pueden considerar dos regímenes distintos del coeficiente de difusión  $D_M$  [Kad-79]: para bajos niveles de fluctuaciones,  $b_0 L_{\parallel} < \delta_{\perp}$ , se tiene el límite cuasi-lineal de  $D_M$  [Rec-78], mientras que para altos niveles de fluctuaciones,  $b_0 L_{\parallel} > \delta_{\perp}$ , nos encontramos en el régimen de turbulencia fuerte de  $D_M$ .

En el régimen cuasi-lineal,  $b_0 L_{\parallel} < \delta_{\perp}$ , el tamaño del paso radial característico del proceso difusivo es  $\Delta r \sim b_0 L_{\parallel}$ , que es el desplazamiento radial experimentado por la línea de campo al movernos una distancia  $L_{\parallel}$  a lo largo de ella. El coeficiente de difusión de la línea de campo

magnético será por tanto [Rec-78]:

$$D_M \sim \frac{(\Delta r)^2}{L_{\parallel}} = b_0^2 L_{\parallel} \quad (6.58)$$

De forma similar, en el régimen de turbulencia fuerte  $\Delta r \sim \delta_{\perp}$ , y la longitud de correlación  $s$  a lo largo de la línea de campo magnético es tal que  $\delta_{\perp} \sim b_0 s$ , y de este modo:

$$D_M \sim \frac{(\Delta r)^2}{s} = b_0 \delta_{\perp} \quad (6.59)$$

Usando el hecho de que un electrón sigue las líneas de campo magnético, Rechester y Rosenbluth [Rec-78] calcularon el coeficiente de difusión de un electrón *test* resultante de la difusión de las líneas estocásticas de campo magnético. Esta aproximación no es adecuada para describir la difusión de los electrones del plasma principal ( $D_e$ ) ya que la difusión de un ión *test* es mucho más lenta que la difusión de electrones, debido a la más baja velocidad de los iones, y de este modo si los electrones del plasma principal intentan difundirse más rápidamente que los iones, se crean campos eléctricos ambipolares que frenan la difusión electrónica. Sin embargo, los electrones supratérmicos debido a su pequeño número no están sometidos a la condición de ambipolaridad, e igualmente el transporte de calor electrónico del plasma principal tampoco es inhibido por esta condición. Así, este coeficiente de difusión de partícula *test* puede ser empleado tanto para estimar el coeficiente de transporte de calor electrónico ( $\chi_e$ ) como para obtener el coeficiente de difusión de los electrones supratérmicos. En estos cálculos de difusión de partículas *test*, el espectro de fluctuaciones magnéticas se supone especificado y no es calculado de forma autoconsistente con el movimiento del electrón electrón.

Este análisis del proceso de difusión de un electrón *test* puede ser simplificado si se tiene en cuenta la naturaleza no colisional de los electrones supratérmicos; el electrón debido a su carácter no colisional, sigue las líneas de campo magnético con una velocidad constante  $v_{\parallel}$ , y por tanto con una velocidad radial  $b_0 v_{\parallel}$ , debido a la perturbación del campo. Al cabo de un tiempo característico  $\tau_{corr}$ , en el que el electrón ha realizado una excursión radial  $\Delta r \sim b_0 v_{\parallel} \tau_{corr}$ , el movimiento

del electrón queda descorrelacionado de su historia anterior, y de este modo el coeficiente de difusión radial puede ser estimado usando:

$$D \sim (\Delta r)^2 / \tau_{corr} \sim b_0^2 v_{\parallel}^2 \tau_{corr} \quad (6.60)$$

En el régimen cuasi-lineal este tiempo de correlación  $\tau_{corr}$  corresponde al tiempo invertido por el electrón en recorrer la longitud de correlación  $L_{\parallel}$  a lo largo de la línea de campo,  $\tau_{corr} \sim L_{\parallel} / v_{\parallel}$ , mientras que en el régimen de turbulencia fuerte  $\tau_{corr}$  corresponde al tiempo empleado por el electrón en desplazarse radialmente la distancia  $\Delta r \sim \delta_{\perp}$ , es decir,  $\tau_{corr} \sim \delta_{\perp} / b_0 v_{\parallel}$ . Usando estas estimaciones para  $\tau_{corr}$  y la relación (6.60) se obtiene en ambos regímenes:

$$D \sim \frac{(\Delta r)^2}{\tau_{corr}} \sim D_M v_{\parallel} \quad (6.61)$$

donde las expresiones (6.58) y (6.59) para  $D_M$  han sido también usadas.

Hasta ahora, las fluctuaciones magnéticas han sido consideradas estáticas. En el caso más general de campos magnéticos dependientes del tiempo, una nueva cantidad característica de las fluctuaciones aparece: la frecuencia  $\omega$  de las fluctuaciones magnéticas. Esto significa que los electrones se separarán de una línea de campo en un tiempo  $\sim \omega^{-1}$ , y que por lo que a la difusión perpendicular se refiere, el tiempo relevante de descorrelación será el menor de  $\omega^{-1}$ ,  $L_{\parallel} / v_{\parallel}$ ,  $\delta_{\perp} / b_0 v_{\parallel}$ . Así, en el régimen cuasi-lineal (en el que  $b_0 L_{\parallel} < \delta_{\perp}$ ) el tiempo de correlación  $\tau_{corr}$  presentará una dependencia en  $v_{\parallel}$ :

$$\tau_{corr} = \begin{cases} \omega^{-1} & \text{si } v_{\parallel} < \omega L_{\parallel} \\ \frac{L_{\parallel}}{v_{\parallel}} & \text{si } v_{\parallel} > \omega L_{\parallel} \end{cases} \quad (6.62)$$

conduciendo a un coeficiente de difusión radial:

$$D = \begin{cases} D_M \frac{v_{\parallel}^2}{\omega L_{\parallel}} & \text{si } v_{\parallel} < \omega L_{\parallel} \\ D_M v_{\parallel} & \text{si } v_{\parallel} > \omega L_{\parallel} \end{cases} \quad (6.63)$$

donde  $D_M = L_{\parallel} b_0^2$ . En el régimen de turbulencia fuerte ( $b_0 L_{\parallel} > \delta_{\perp}$ ) la dependencia del coeficiente de difusión de  $v_{\parallel}$  es del mismo tipo:

$D \sim D_M \frac{b_0 v_{\parallel}^2}{\omega \delta_{\perp}}$ , si el tiempo de correlación  $\tau_{corr}$  está determinado por la

frecuencia  $\omega$  de las fluctuaciones, lo que corresponde a  $v_{\parallel} < \omega\delta_{\perp}/b_0$ , y  $D \sim D_M v_{\parallel}$ , si  $v_{\parallel} > \omega\delta_{\perp}/b_0$ .

Esta aproximación simple que acaba de realizarse al transporte de electrones *test* en presencia de campos magnéticos estocásticos ha supuesto en todo momento que el electrón se mueve estrictamente sobre la línea de campo. Esta suposición ha llevado a la conclusión de que el coeficiente de difusión del electrón *test* aumenta con su velocidad a lo largo de la línea de campo  $v_{\parallel}$  conduciendo a un deterioro con la energía de sus propiedades de confinamiento. Diversos experimentos, sin embargo, han encontrado tiempos de confinamiento para electrones *runaway* de alta energía varias veces mayores que el tiempo de confinamiento de la energía del plasma principal.

Es bien sabido que en un campo magnético el electrón describe una órbita circular de frecuencia  $\omega_{ce} = \frac{eB}{\gamma m_e}$  y radio de giro  $\rho_e \sim v_{\perp}/\omega_{ce}$ , cuyo centro (denominado centro guía) se mueve sobre la línea de campo. Por otro lado, debido a la curvatura y las inhomogeneidades del campo magnético en un tokamak, el centro guía de la órbita del electrón no se mueve exactamente sobre la línea de campo sino que describe una órbita desplazada transversalmente respecto a la superficie magnética original, denominada órbita de deriva. Mynick y Krommes [Myn-79] encontraron que cuando estos efectos de radio de giro finito y derivas transversales eran incluidos, el confinamiento de los electrones mejoraba. Esta teoría refinada del transporte de un electrón *test* en campos magnéticos estocásticos predice una mejora en sus propiedades de confinamiento debido a dos mecanismos principales:

- a) En el curso de un período de giro ( $\sim \omega_{ce}^{-1}$ ), un electrón lleva a cabo un promedio sobre la perturbación. Así, cuando el radio de giro  $\rho_e$  del electrón llega a ser comparable a la longitud de correlación perpendicular característica de la perturbación ( $\delta_{\perp}$ ), este mecanismo reduce apreciablemente el efecto de la perturbación sobre la partícula.
- b) En el curso de un período de tránsito poloidal, el centro guía del electrón lleva a cabo un promedio sobre la estructura de la perturbación análogo al mecanismo anterior. El criterio para un acoplamiento reducido entre la perturbación y la partícula es ahora que el desplazamiento transversal de la órbita de deriva

del electrón ( $d_r$ ) sea del orden de  $\delta_\perp$ :  $d_r \sim \delta_\perp$ . Dado que el desplazamiento transversal de la órbita de deriva es mayor que el radio de giro del electrón, el segundo efecto es más importante de los dos.

Como el desplazamiento de la órbita de deriva es una función creciente de la energía del electrón, estos efectos son especialmente importantes a altas energías, en particular para electrones de tipo *runaway*, mientras que para electrones de baja energía, para los que  $d_r$  es suficientemente pequeño respecto  $\delta_\perp$ , los resultados obtenidos anteriormente siguen siendo válidos. Esta mejora del tiempo de confinamiento del electrón en términos de efectos finitos de la órbita de deriva es consistente con los tiempos de confinamiento de electrones *runaway* observados en diversos tokamaks (ASDEX, PLT...), varias veces superiores al tiempo de confinamiento de la energía del plasma principal [Myn-81, Kwo-88].

En la figura 6.7 a se muestra de forma esquemática el coeficiente de difusión de un electrón *test* no colisional como función de la velocidad paralela  $v_{\parallel}$  del electrón cuando la estocasticidad del campo magnético constituye la causa principal de transporte anómalo.

#### Transporte debido a Inestabilidades Electroestáticas:

En este caso el transporte radial anómalo es debido a campos eléctricos fluctuantes,  $\hat{E}$ , que dan lugar a un movimiento de deriva del electrón en dirección perpendicular al campo magnético con una velocidad  $\vec{v}_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}_0}{B_0^2}$ . De este modo, el movimiento de un electrón *test* no colisional es el resultado de un movimiento a lo largo de la línea de campo con una velocidad constante  $v_{\parallel}$ , y un movimiento perpendicular a la misma con la velocidad de deriva  $v_E \sim \hat{E}/B_0$ .

Como antes, las fluctuaciones se caracterizan mediante un cierto número de parámetros: la longitud de correlación paralela a lo largo de la línea de campo magnético  $L_{\parallel}$ , la longitud de correlación perpendicular  $\delta_\perp$ , la velocidad de deriva perpendicular  $v_E$ , y el denominado tiempo de correlación de Euler  $\tau_{cE}$ , que es el tiempo característico de cambio más rápido de las fluctuaciones.

En el régimen cuasi-lineal, el tiempo característico de correlación del proceso difusivo ( $\tau_{corr}$ ) está determinado por el mínimo del tiempo

de correlación de Euler  $\tau_{cE}$  y el tiempo de correlación paralelo  $L_{\parallel}/v_{\parallel}$ :  $\tau_{corr} = \min(\tau_{cE}, L_{\parallel}/v_{\parallel})$ . En este tiempo el electrón experimenta un desplazamiento radial  $\Delta r \sim v_E \tau_{corr}$ , y la dependencia del coeficiente de difusión de  $v_{\parallel}$  será por tanto de la forma:

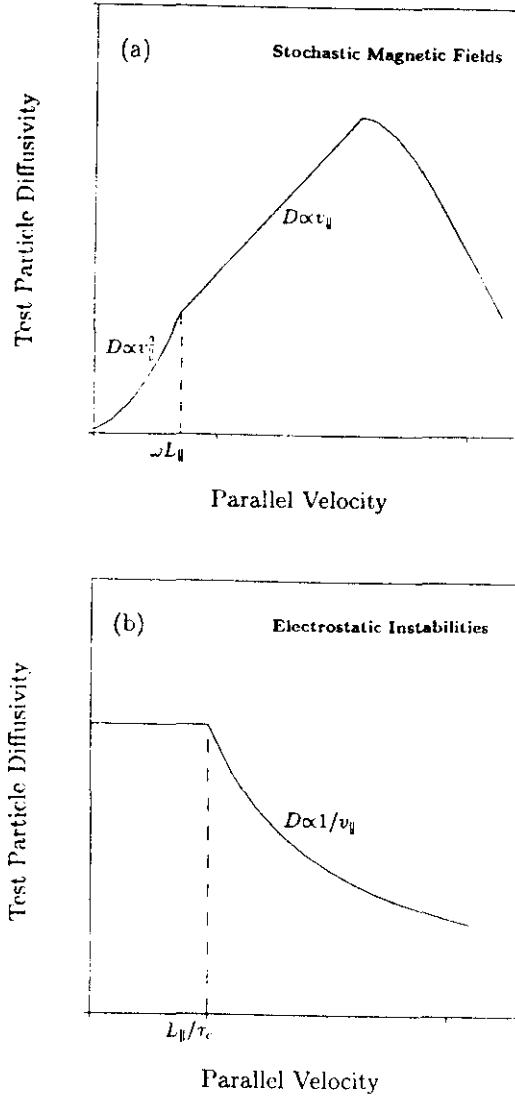
$$D \sim \frac{(\Delta r)^2}{\tau_{corr}} \sim \begin{cases} v_E^2 \tau_{cE} & \text{si } v_{\parallel} < \frac{L_{\parallel}}{\tau_{cE}} \\ \frac{v_E^2 L_{\parallel}}{v_{\parallel}} & \text{si } v_{\parallel} > \frac{L_{\parallel}}{\tau_{cE}} \end{cases} \quad (6.64)$$

En el régimen de turbulencia fuerte, el tiempo de correlación relevante es el tiempo empleado por el electrón en recorrer una distancia perpendicular  $\Delta r \sim \delta_{\perp}$ , es decir  $v_E \tau_{corr} \sim \delta_{\perp}$ , y por tanto el coeficiente de difusión vendrá dado por  $D \sim (\Delta r)^2 / \tau_{corr} \sim v_E \delta_{\perp}$ . Esta situación sólo se encontrará evidentemente si este tiempo  $\delta_{\perp}/v_E$  es menor que el tiempo de correlación de Euler  $\tau_{cE}$ , y si  $v_{\parallel}$  es todavía suficientemente pequeña para que  $\delta_{\perp}/v_E$  sea también menor que el tiempo necesario para que el electrón recorra una distancia  $L_{\parallel}$  a lo largo de la línea de campo magnético,  $\sim L_{\parallel}/v_{\parallel}$ . A velocidades suficientemente altas ( $v_{\parallel} > L_{\parallel} v_E / \delta_{\perp}$ ), sin embargo, se acabará recuperando el régimen cuasi-lineal,  $D \sim 1/v_{\parallel}$ .

Esta dependencia del coeficiente de difusión en  $v_{\parallel}$  contrasta, tanto en el límite cuasi-lineal como en el régimen de turbulencia fuerte, con la obtenida cuando las fluctuaciones dominantes eran de tipo magnético, tal y como puede apreciarse en la figura 6.7. Este resultado sugiere que el análisis del coeficiente de difusión de electrones *test* no colisionales (en particular los electrones supratérmicos) hará posible determinar qué tipo de fluctuaciones desempeñan un papel dominante en sus propiedades de confinamiento; las propiedades principales de las fluctuaciones podrán ser estudiadas, y de este modo el papel que pueden jugar en el transporte del plasma principal.

### 6.2.2 Descripción Cinética

La imagen de partícula *test* presentada en la sección anterior permite recoger de forma simple los aspectos principales de la dinámica de los electrones supratérmicos. Sin embargo, un análisis más detallado y una teoría con capacidad de predicción para la generación de corriente mediante electrones rápidos sólo pueden llevarse a cabo recurriendo a



**Fig. 6.7:** Curvas teóricas del coeficiente de difusión de electrones test no colisionales como función de  $v_{\parallel}$  cuando las fluctuaciones dominantes son de tipo magnético (a) y de tipo electrostático (b). En el caso (a) la curva es del mismo tipo tanto en el régimen cuasi-lineal como en el régimen de turbulencia fuerte; en el régimen de turbulencia fuerte, no obstante, la transición de una dependencia en  $v_{\parallel}^2$  a una dependencia lineal en  $v_{\parallel}$  tiene lugar para  $v_{\parallel} > \omega \delta_{\perp} / b_0$ . En el caso (b), el tiempo  $\tau_c$  es  $\tau_c = \min(\tau_{cE}, \delta_{\perp} / v_E)$ ; si  $\tau_c = \delta_{\perp} / v_E$ , entonces el régimen de turbulencia fuerte es dominante para  $v_{\parallel} < L_{\parallel} / \tau_c$ . A altas velocidades ( $v_{\parallel} > L_{\parallel} / \tau_c$ ), en cualquier caso, se producirá la transición al régimen cuasi-lineal, y  $D \sim 1/v_{\parallel}$  [Ott-91].

una descripción más completa de esta población de electrones, así como de los efectos de las ondas de *Lower Hybrid*.

La interacción onda-partícula durante LHCD induce una deformación de la función de distribución electrónica en la dirección de propagación de las ondas (paralela al campo magnético) en torno a la condición de resonancia ( $v_{\parallel} = \omega/k_{\parallel}$ ). Esta deformación se manifiesta como una población de electrones rápidos resonantes con la onda, y la asimetría resultante en la función de distribución se traduce en una corriente no inductiva conducida por estos electrones. Las características de esta deformación de la función de distribución son el resultado del balance entre los efectos asociados a los distintos aspectos de la dinámica de los electrones: las colisiones, que tienden a conducir a los electrones al equilibrio térmico, la aceleración debida al campo eléctrico, la difusión radial, y los efectos debidos a las ondas, que tienden a producir la asimetría necesaria para generar la corriente.

La ecuación de Fokker-Planck se encuentra en el corazón de esta cuestión, permitiendo describir matemáticamente la evolución de la función de distribución electrónica en presencia de estos efectos. Las soluciones a esta ecuación han dominado el trabajo en *current drive*. La resolución de esta ecuación, sin embargo, constituye en general un problema complejo dado que, al menos en principio, es una ecuación no lineal en la que la función de distribución  $f_e$  depende de un gran número de variables,  $f_e = f_e(t, \vec{r}, \vec{v})$  (es decir, una coordenada temporal y las seis coordenadas del espacio de fases ( $\vec{r}, \vec{v}$  ó  $\vec{p}$ )).

Soluciones numéricas a la ecuación de Fokker-Planck han sido desarrolladas. Estas soluciones son valiosas dado que permiten comprobar la calidad de los resultados obtenidos por métodos aproximados más simples y, por otro lado, permiten obtener una imagen reveladora de la solución a una ecuación modelo para un conjunto de datos de la onda y unas condiciones de frontera. Sin embargo, las ecuaciones completas son difíciles de resolver incluso numéricamente, y demasiados parámetros pueden ser cambiados en estos códigos cuando lo que realmente se necesita, más que una solución para un caso dado, es tener una idea de lo que puede suceder cuando las propiedades de la onda o las condiciones del plasma varían. Los plasmas son descritos por complicados códigos numéricos que incorporan más efectos de los que se desean aislar y que requieren en general demasiado tiempo de cálculo. Una

guía es necesaria para decidir qué aproximaciones deben ser realizadas.

De este modo, los esfuerzos se han focalizado, por un lado, en linealizar la ecuación de Fokker-Planck y, por otro, en llevar a cabo una reformulación del problema mediante técnicas que implican la resolución de ecuaciones adjuntas o de Langevin más que resolver la ecuación de Fokker-Planck directamente. La mayor parte de estas aproximaciones explotan la pequeña colisionalidad de los electrones supratérmicos creados por las ondas.

En lo que sigue, discutiremos las simplificaciones basadas en la linealización de la ecuación de Fokker-Planck y en la alta velocidad de los electrones supratérmicos (tratamiento conocido con el nombre de límite de alta velocidad), así como un modelo analítico simple [Fis-78] derivado de estas aproximaciones. Este tratamiento no incluirá, por simplicidad, efectos relativistas asociados a la alta energía de los electrones resonantes; una breve referencia, no obstante, será hecha de las principales consecuencias de estos efectos.

El punto de partida, como acabamos de indicar, es la ecuación de Fokker-Planck:

$$\frac{df_e}{dt} = C(f_e, f_e) + C(f_e, f_i) - \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \cdot \vec{S}_w \quad (6.65)$$

donde

$$\frac{df_e}{dt} = \frac{\partial f_e}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{m_e} \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}} \quad (6.66)$$

$C(f_e, f_e)$  es el término de colisión entre electrones,  $C(f_e, f_i)$  representa el efecto sobre la evolución de  $f_e$  de las colisiones con los iones, mientras que el último término en (6.65) describe la acción de las ondas sobre  $f_e$ ; los dos últimos términos en (6.66) describen respectivamente efectos asociados a inhomogeneidades de la función de distribución (difusión radial,...) y a las fuerzas de tipo macroscópico ejercidas sobre los electrones,  $F = -(e \vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$ .

En esta representación, el efecto de las ondas consiste en inducir un flujo de electrones  $\vec{S}_w$  en el espacio de velocidades, que depende de la naturaleza de la interacción onda-partícula y del gradiente en el espacio de velocidades de la función de distribución  $f_e$ :

$$\vec{S}_w \equiv -D_{QL} : \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}} \quad (6.67)$$

donde  $D_{QL}$  es el denominado coeficiente de difusión cuasi-lineal. La desviación de  $f_e$  de una Maxwelliana<sup>7</sup> de una Maxwelliana depende de la amplitud de la onda, mientras que el flujo  $\vec{S}_w$  depende de la densidad de energías espectral de las ondas y de la función de distribución  $f_e$  (perturbada por las ondas); en este sentido, la difusión  $\vec{S}_w$  es un efecto no lineal en la amplitud de la onda (de ahí la denominación utilizada: difusión cuasi-lineal). Sin embargo, para nuestros objetivos,  $\vec{S}_w$  puede considerarse lineal en  $f_e$  de modo que las únicas no linealidades en la ecuación (6.65) son las asociadas con los términos de colisión. En el caso de las ondas de *Lower Hybrid*,  $D_{QL}$  puede reducirse al término  $\vec{v}_{||}\vec{v}_{||}$ ,  $D_{QL} \sim \vec{v}_{||}\vec{v}_{||}$ , indicando difusión paralela mediante gradientes paralelos solamente, ya que este mecanismo de generación de corriente utiliza sólo la resonancia en  $\omega/k_{||}$ . Representar el efecto de las ondas como una difusión inducida de electrones en el espacio de velocidades constituye una buena aproximación.

En esta discusión, con el objeto de simplificar supondremos un plasma homogéneo ( $\partial/\partial\vec{r} \rightarrow 0$ ), y que  $f_e$  tiene simetría azimutal en torno a la dirección del campo magnético,  $f_e = f_e(v_{||}, v_{\perp})$ , donde  $v_{||}$  y  $v_{\perp}$  designan las componentes de la velocidad paralela y perpendicular al campo magnético respectivamente. De este modo, podemos escribir:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} - \frac{eE_{||}}{m_e} \frac{\partial}{\partial v_{||}} \quad (6.68)$$

La perturbación de la función de distribución producida por las ondas de *Lower Hybrid* puede imaginarse básicamente como una población de electrones de alta energía resonantes con la onda que, debido a su pequeño número ( $\sim 0.1\%$  del número total de electrones), colisionan de forma preferente con los electrones e iones del plasma principal, sin afectar a la dinámica del plasma principal. Las funciones de distribución de las especies electrónica e iónica del plasma principal (en equilibrio térmico) son descritas de este modo mediante funciones de distribución Maxwellianas,  $f_{mi}$  y  $f_{mi}$ , estacionarias en el tiempo, y la función de distribución electrónica total ( $f_e$ ) vendrá dada durante LHCD por la

<sup>7</sup>La Maxwelliana es el tipo de función de distribución que describe a una población en equilibrio térmico, sometida únicamente a colisiones:  $f_m(v) = n(2\pi v_T)^{-3/2} \exp(-v^2/2v_T^2)$ , donde  $v_T = (T/m)^{1/2}$  es la velocidad térmica de la población considerada, y  $n, T$  su densidad y temperatura respectivamente.

suma de la función de distribución  $f_{me}$  del plasma principal más una distorsión  $\delta f_e$  constituida principalmente por los electrones supratérmicos:  $f_e = f_{me} + \delta f_e$ . De acuerdo con ello, los operadores de colisión  $C(f_e, f_e)$  y  $C(f_e, f_i)$  pueden ser linealizados como:

$$C(f_e, f_e) \approx C(f_e, f_{me}), \quad C(f_e, f_i) \approx C(f_e, f_{mi}) \quad (6.69)$$

Esta linealización introduce errores despreciables cuando el número de partículas no Maxwellianas es suficientemente pequeño. Los electrones e iones del plasma principal actúan como un eficiente sumidero de energía. Los electrones supratérmicos, en contacto con esta población base, son capaces de perder la energía absorbida de la onda, alcanzando finalmente un estado estacionario. En una situación real, el calentamiento del plasma inducido por las colisiones con los electrones *test* es finalmente compensado por las pérdidas de calor asociadas a diversos procesos (pérdidas difusivas de calor, por ejemplo), de modo que un estado estacionario es también conseguido por el plasma principal.

Una simplificación mayor puede ser realizada si se considera que estamos principalmente interesados en la dinámica de los electrones resonantes, con velocidades varias veces mayores que la velocidad térmica  $v_{Te}$ . Es entonces una buena aproximación suponer que las colisiones tienen siempre lugar en el límite de alta velocidad,  $v \gg v_{Te}$ , con lo que los operadores de colisión  $C_H(f_e, f_e)$ ,  $C_H(f_e, f_i)$  (H: *High Velocity Limit*) pueden escribirse:

$$C_H(f_e, f_e) \approx \Gamma \left[ \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left( \frac{v_{Te}^2}{v} \frac{\partial f_e}{\partial v} + f_e \right) + \frac{1}{2v^3} \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} f_e \right] \quad (6.70)$$

$$C_H(f_e, f_i) \approx \frac{\Gamma Z_{ef}}{2v^3} \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} f_e \quad (6.71)$$

En estas expresiones  $\mu \equiv v_{\parallel}/v$  y  $\Gamma \equiv n_e e^4 \ln \Lambda / 4\pi \epsilon_0^2 m_e^2$ , donde  $\ln \Lambda$  es el logaritmo de Coulomb. El primer término en (6.70) describe difusión en energía y deceleración friccional debido a las colisiones con electrones, mientras que el segundo término en esta ecuación describe difusión en dirección o dispersión en ángulo *pitch*<sup>8</sup>). Las colisiones con los iones, descritas por (6.71), no afectan prácticamente a la energía del electrón

<sup>8</sup>ángulo *pitch* es el ángulo formado por el vector velocidad con el campo magnético. La cantidad  $\mu \equiv v_{\parallel}/v$  antes definida designa el coseno de este ángulo.

dado que la transferencia de energía la distribución iónica es del orden de  $m_e/m_i$  ( $m_e \ll m_i$ ) de la energía perdida en los electrones del plasma principal. La carga de los iones es, sin embargo, importante ya que da lugar a dispersión en dirección, influyendo de forma decisiva en la importancia relativa de la dispersión en ángulo *pitch* respecto a la dispersión en energía, lo que puede tener un efecto importante en la estructura bidimensional del espacio de velocidades.

La ecuación de Fokker-Planck en el límite de alta velocidad puede ser finalmente escrita:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} - \frac{eE_{\parallel}}{m_e} \frac{\partial f}{\partial v_{\parallel}} = C_H(f_e, f_e) + C_H(f_e, f_i) - \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \cdot \vec{S}_w \quad (6.72)$$

Incluso linealizada y simplificada en el límite de alta velocidad, esta ecuación demanda un considerable cálculo computacional. Una aproximación muy simple, pero muy útil, al resolver la ecuación de Fokker-Planck es la denominada aproximación 1D (o unidimensional) [Ved-67] aplicada por Fisch [Fis-78] al caso de las ondas LH. En esta teoría se argumenta que la dinámica más importante en el espacio de velocidades está en la dirección paralela al campo. La función de distribución  $f_e$  es supuesta Maxwelliana en la dirección perpendicular, a la misma temperatura que el plasma principal:

$$f_e = f_{me}(v_{\perp})F(w) \quad (6.73)$$

donde  $w = v_{\parallel}/v_{Te}$ . La función  $F(w)$  se denomina función de distribución paralela, y designa la densidad de electrones en la dirección  $\vec{v}_{\parallel}$  en el espacio de velocidades,  $F(w) = 2\pi \int_0^{\infty} v_{\perp} f(v_{\parallel}, v_{\perp}) dv_{\perp}$ . La ecuación (6.72) es entonces integrada sobre  $v_{\perp}$ . El resultado es una ecuación obedecida por  $F$  para valores altos de  $w$  (o lo que es lo mismo para  $v_{\parallel} \gg v_T$ ):

$$\frac{\partial F(w)}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial w} D_{LH} \frac{\partial}{\partial w} F + (2 + Z_{ef}) \frac{\partial}{\partial w} \left( \frac{1}{w^3} \frac{\partial}{\partial w} + \frac{1}{w^2} \right) F + \frac{eE_{\parallel}}{m_e \nu_0 v_{Te}} \quad (6.74)$$

donde se han utilizado las normalizaciones  $\tau = \nu_0 t$  ( $\nu_0 = \Gamma/v_{Te}^3$ ) y  $D_{LH}(w) = D_{QL}/\nu_0 v_{Te}^2$ . La solución a esta ecuación, en estado estacionario y para  $E_{\parallel} \rightarrow 0$ , es de la forma:

$$F(w) = C \exp \left( \int_0^w \frac{-v \, dw}{1+w^3 D_{LH}(w)/(2+Z_{ef})} \right) \quad (6.75)$$

donde  $C$  es una constante de normalización. Fijarse en que donde  $D_{LH}(w)$  se anula, la función de distribución es localmente Maxwelliana, mientras que donde  $D_{LH}(w)w^3 \gg 1$ , la solución es localmente plana.

En general, el espectro de las ondas puede ser de forma arbitraria. Sin embargo, a muy grandes amplitudes del espectro, el efecto de las ondas se satura, y la amplitud precisa de onda es inmaterial. De este modo, un modelo útil para las ondas de *Lower Hybrid* es:

$$D_{LH}(w) = \begin{cases} D & \text{si } w_1 < w < w_2 \\ 0 & \text{en caso contrario} \end{cases} \quad (6.76)$$

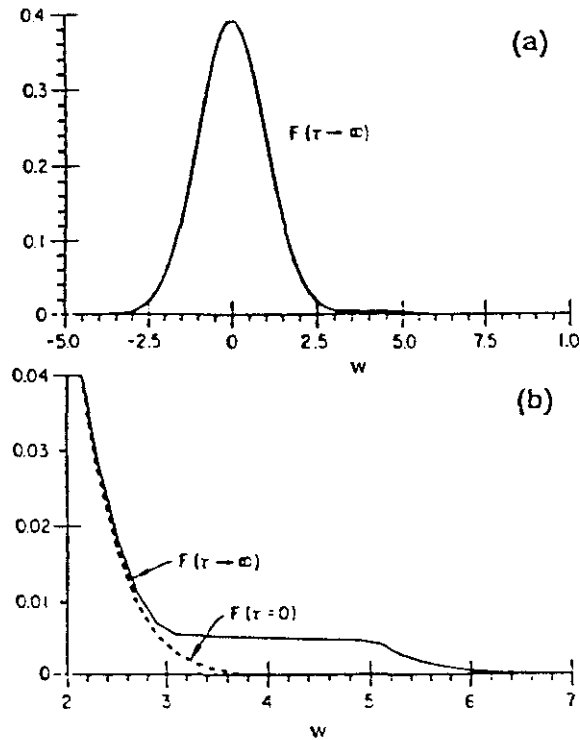
donde  $w_1$  y  $w_2$  son los valores máximo y mínimo de la velocidad de fase de la onda normalizados a la velocidad térmica  $v_{Te}$ , determinando el dominio de interacción onda-partícula. Si la constante  $D$  es suficientemente grande ( $Dw^3 \gg 1$ ) la solución (6.75) es insensible a su valor exacto. De hecho, esto es lo que ocurre en las situaciones de interés. De esta forma, de acuerdo a este modelo, las ondas de *Lower Hybrid* dan lugar a una distorsión de la función de distribución o *plateau* en la región de resonancia ( $w_1 < w < w_2$ ), en donde  $F(w)$  es aproximadamente constante (ver Fig 6.8). La aplicación más importante de la teoría 1D ha sido predecir la alta eficiencia de generación de corriente usando ondas LH, y producir estimaciones razonables de la corriente generada y la potencia disipada. La densidad de corriente  $J$  usando (6.75) vendrá dada por:

$$\begin{aligned} J &= -en_e v_{Te} \int_{-\infty}^{+\infty} w F(w) dw \\ &= -en_e v_{Te} F(w_1) (w_2^2 - w_1^2)/2 \end{aligned} \quad (6.77)$$

Similarmente, la potencia disipada para mantener la corriente:

$$\begin{aligned} P_d &= \nu_e n_e m_e v_{Te}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{w^2}{2} \frac{\partial}{\partial w} D_{LH}(w) \frac{\partial}{\partial w} F(w) dw \\ &= \nu_e n_e m_e v_{Te}^2 (2 + Z_{ef}) F(w_1) \ln \frac{w_2}{w_1} \end{aligned} \quad (6.78)$$

donde  $\nu_e$  es la frecuencia de colisión de los electrones térmicos del plasma ( $\nu_e \propto n_e \ln \Lambda v_{Te}^{-3}$ ). Finalmente, la cantidad  $J/P_d$  da la eficiencia en estado estacionario. Usando que  $w_2 = w_1 + \Delta$  (con  $\Delta \ll w_1$ ) se



**Fig. 6.8:** Función de distribución electrónica paralela  $F(v_{\parallel})$  durante LHCD. Los límites de la región de resonancia son  $w_1 = 3$  y  $w_2 = 5$ . En la figura (b) la escala vertical ha sido aumentada diez veces sobre la de (a). La línea a trazos de la figura (b) muestra la distribución inicial Maxwelliana [Kar-79].

tiene que  $J/P_d \sim w_1^2$ , es decir, la eficiencia de generación de corriente es proporcional al cuadrado de la velocidad de fase de las ondas, como ya se adelantó en secciones anteriores.

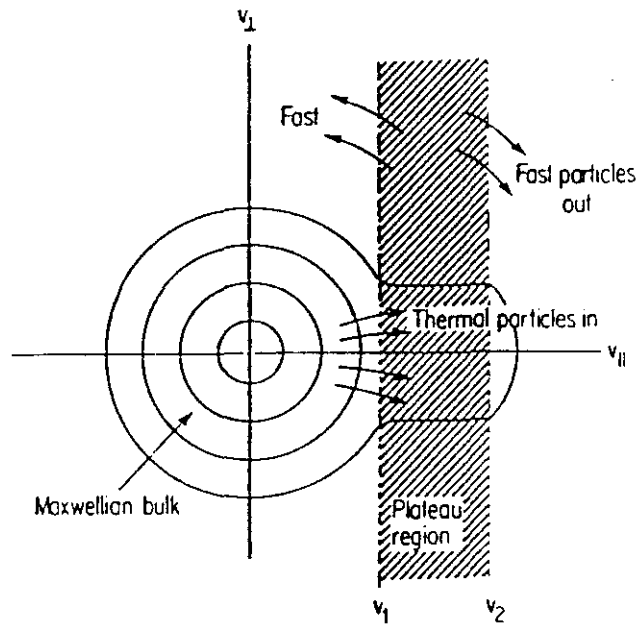
La teoría 1D, sin embargo, da una imagen simplificada de la dinámica en el espacio de velocidades al asumir una distribución Maxwelliana con la temperatura  $T_e$  del plasma principal en dirección perpendicular al campo para toda velocidad paralela  $v_{\parallel}$  (ecuación (6.73)). Integraciones numéricas de la ecuación de Fokker-Planck bidimensional (Ec. (6.72)) muestran que la energía perpendicular de los electrones (o lo que es lo mismo su temperatura perpendicular  $T_{\perp}$ ) en la región de

*plateau* o resonancia es considerablemente superior a la temperatura  $T_e$  de los electrones térmicos. Esto es el resultado del influjo en esta región de electrones de baja  $v_{\perp}$ , y de su posterior dispersión en ángulo *pitch* vía colisional que, conservando su energía total, aumenta de forma importante su energía perpendicular. Los experimentos de LHCD han mostrado la existencia de una temperatura perpendicular no térmica característicamente uno o dos órdenes de magnitud mayor que la temperatura del plasma principal; los cambios observados en el espectro de emisión ECE (*Electron Cyclotron Emission*) durante estos experimentos constituyen una clara evidencia de este importante aumento en la energía perpendicular.

El número de electrones en el *plateau* aumenta también como consecuencia de este proceso, de modo que la corriente inducida  $J$  y por tanto la eficiencia  $J/P_d$  son mayores que las predichas por el modelo unidimensional [Kar-79]. Así, para  $Z_{ef} = 1$ , los resultados obtenidos resolviendo numéricamente la ecuación bidimensional de Fokker-Planck indican una eficiencia  $J/P_d$  unas 2.5 veces mayor que la predicha con el modelo 1D. La dispersión en ángulo *pitch* de los electrones resonantes, por otro lado, da lugar también a una población de partículas rápidas por encima y por debajo en  $v_{\parallel}$  de la región de *plateau*. Este flujo de electrones dentro y fuera de la región de resonancia durante LHCD aparece esquematizado en Fig. 6.9.

En resumen, la acción de las ondas de *Lower Hybrid* da lugar a una función de distribución asimétrica, indicando la presencia de una corriente; en la región de resonancia se forma un *plateau* de electrones de alta temperatura perpendicular, mientras que los electrones con una velocidad paralela menor que la velocidad de fase de las ondas tienden a ser Maxwellianos. Las colisiones experimentadas por los electrones resonantes producen también una población de electrones rápidos fuera del *plateau* ( $|v_{\parallel}| < |v_{\parallel 1}|$ ,  $|v_{\parallel}| > |v_{\parallel 2}|$ ), aunque para  $|v_{\parallel}| < |v_{\parallel 1}|$  la función de distribución es básicamente Maxwelliana ya que el número de electrones rápidos en este rango de velocidades paralelas es mucho menor que el número de electrones térmicos del plasma principal. En Fig 6.10 se muestran las características principales de la función de distribución calculada resolviendo numéricamente la ecuación 2D (bidimensional) de Fokker-Planck.

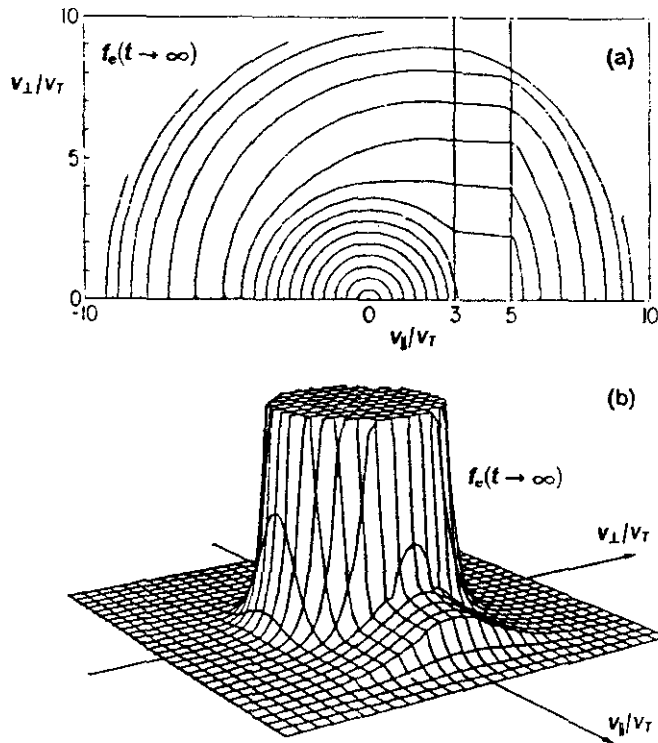
Mejor acuerdo con los resultados de la solución numérica a la ecuación



**Fig. 6.9:** Representación esquemática del flujo de electrones dentro y fuera de la región de resonancia en el espacio bidimensional de velocidades  $(v_{\parallel}, v_{\perp})$  durante LHCD [Fuc-85].

2D han sido obtenidos mediante modelos analíticos unidimensionales que tienen en cuenta dos momentos perpendiculares de la ecuación de Fokker-Planck [Fuc-85],  $F(v_{\parallel}) = 2\pi \int_0^{\infty} v_{\perp} f(v_{\parallel}, v_{\perp}) dv_{\perp}$  y  $F_2(v_{\parallel}) = 2\pi \int_0^{\infty} v_{\perp}^3 f dv_{\perp}$ .

Por otra parte, el tratamiento realizado hasta ahora no ha tenido en consideración efectos asociados a la naturaleza relativista de los electrones rápidos encargados de conducir la corriente. La eficiencia de generación de corriente deducida de este modo ha resultado ser proporcional a  $v_{\parallel}^2$ , lo que significaría, desde un punto de vista teórico, que no existe una cota superior para la eficiencia de generación de corriente. Este análisis, sin embargo, realizado para electrones rápidos pero no relativistas, deja de ser válido cuando la velocidad de los electrones resonantes se aproxima a la velocidad de la luz, que es el régimen pertinente para un plasma en las condiciones de un futuro reactor tokamak. De este modo, formulaciones relativistas de la ecuación de Fokker-



**Fig. 6.10:** a) Contornos de la función de distribución electrónica  $f_e$  en estado estacionario cuando las ondas de Lower Hybrid son inyectadas con velocidad de fase paralela entre 3 y 5 veces la velocidad térmica  $v_{Te}$ . b) Superficie de  $f_e$ , truncada a bajas velocidades [Kar-79].

Planck durante LHCD han sido realizadas [Kar-85], y diversos métodos han sido aplicados para encontrar la eficiencia de generación de corriente mediante electrones resonantes relativistas [Fis-81,87]. Como resultado, la eficiencia de generación de corriente resulta estar acotada teóricamente, siendo la máxima eficiencia obtenida cuando  $v \rightarrow c$ . Esta limitación aparece principalmente a causa de que los electrones relativistas, siendo más pesados, pierden más fácilmente energía en las colisiones con los electrones ligeros del plasma principal.

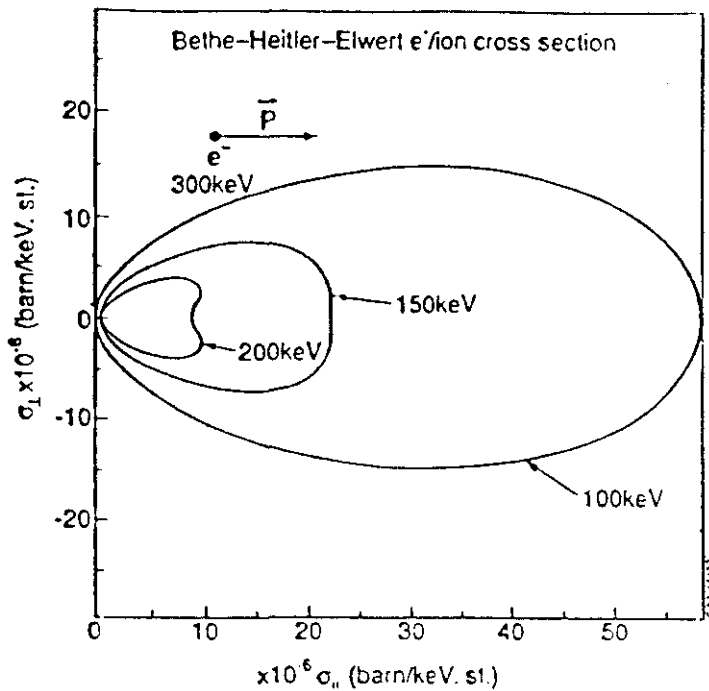
### 6.2.3 Métodos de Diagnóstico

La caracterización de la población de electrones supratérmicos creada por las ondas de *Lower Hybrid* constituye un elemento esencial para poder evaluar la eficacia del sistema LHCD. Diversos sistemas de diagnóstico han sido diseñados con el objeto de obtener información sobre la energía, localización radial y densidad de los electrones rápidos durante LHCD.

Entre estos sistemas destacan los basados en la emisión de *bremssstrahlung* de los electrones rápidos al colisionar con los electrones e iones del plasma principal (FEB: *Fast Electron Bremsstrahlung*), y los basados en la radiación emitida por los electrones supratérmicos al girar alrededor de las líneas de campo (emisión ECE no térmica).

**Emisión de Bremsstrahlung.** Un método para identificar el perfil radial y la función de distribución de los electrones supratérmicos creados por las ondas de *Lower Hybrid* consiste en medir la emisión de *bremssstrahlung* asociada a estos electrones. Los fotones emitidos se encuentran en la región del espectro electromagnético conocida como rayos X duros, y son producidos mediante tres mecanismos básicos: colisiones electrón-ión, colisiones electrón-electrón y radiación de recombinación electrón-ión. De éstos, la radiación de *bremssstrahlung* electrón-ión constituye la contribución más importante en la mayor parte de los casos de interés durante LHCD ( $50 \text{ keV} < h\nu < 500 \text{ keV}$ ), donde  $\nu$  es la frecuencia del fotón emitido, y  $h$  la constante de Planck.

Varias dificultades aparecen al usar la emisión de *bremssstrahlung* para caracterizar la población de electrones supratérmicos. Para electrones relativistas, la emisión de *bremssstrahlung* se produce principalmente en la dirección de movimiento del electrón (ver figura 6.11), y de este modo la anisotropía de la función de distribución así como su dependencia de la energía pueden ser estudiadas examinando el espectro de emisión de rayos X como función del ángulo  $\theta$  entre el campo magnético y la dirección de emisión. Sin embargo, la dificultad de este proceso es evidente, ya que incluso para electrones relativistas los fotones son emitidos en todas direcciones y en todo el rango de energías por debajo de la energía cinética del electrón, como puede apreciarse en la figura 6.11. Por otra parte, esta técnica requiere la disponibilidad



**Fig. 6.11:** Sección eficaz de emisión de bremsstrahlung paralela y perpendicular a la velocidad del electrón [Fro-92].

de puertas de acceso tangenciales para recoger radiación emitida, que no son muy frecuentes en tokamaks. En muchas ocasiones (en JET por ejemplo) sólo existen datos perpendiculares ( $\theta = 90^\circ$ ), lo que limita aún más la información que puede ser obtenida.

A causa de estas dificultades, es prácticamente imposible deducir la distribución de los electrones supratérmicos directamente a partir de datos de *bremsstrahlung*. En su lugar, se debe suponer un modelo relativamente simple para la función de distribución y determinar su consistencia con los datos experimentales. Una Maxwelliana de tres temperaturas es el modelo más usado para describir la emisión de *bremsstrahlung* de los electrones supratérmicos [Ste-85]. La anisotropía de la función de distribución es descrita mediante una temperatura paralela  $T_{\parallel F}$  (*forward parallel temperature*) de los electrones en la dirección de la corriente electrónica, una temperatura paralela en dirección contraria  $T_{\parallel B}$  (*backward parallel temperature*) y una temperatura perpendicular

$T_{\perp}$ .

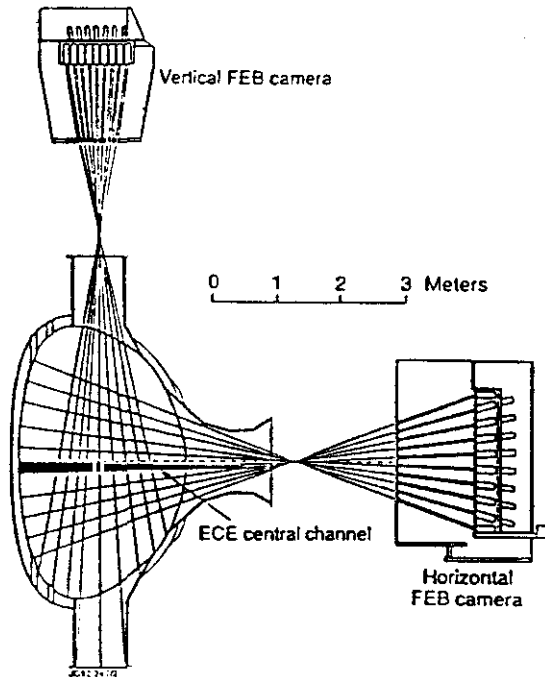
Esta forma de la función de distribución, junto con las secciones eficaces de los distintos procesos de emisión, son usadas para reproducir el espectro de emisión de rayos X. Los parámetros del modelo que mejor ajustan los datos experimentales son entonces obtenidos por iteración. La distribución modelo resultante no es única, pero es capaz de describir muchas de las características esenciales de la distribución verdadera.

En el caso más habitual, en el que medidas de emisión perpendicular al campo magnético son empleadas, el espectro de fotones en un rango de energías de 20 a 500 keV (que cubre la región de interés durante LHCD) se puede aproximar mediante funciones exponenciales simples:  $S_0 \propto \exp(-h\nu/k_B T_{ph})$ , donde  $T_{ph}$  es la denominada *temperatura de fotón*, y  $S_0$  es la energía radiada por unidad de intervalo de energía (o frecuencia), por unidad de tiempo, por unidad de volumen, y de ángulo sólido en dirección perpendicular. Las simulaciones del espectro de emisión perpendicular usando el modelo *tri-maxwelliano* para la función de distribución de los electrones rápidos indican que para situaciones típicas durante LHCD, en las que  $T_{\parallel F} \gg T_{\perp}$ , la *temperatura de fotón*  $T_{ph}$  está esencialmente determinada por  $T_{\parallel F}$ , y que además  $T_{ph}$  es mucho menor que  $T_{\parallel F}$ . Esto significa que las medidas de emisión de *bremsstrahlung* perpendicular al campo pueden ser empleadas para estimar  $T_{\parallel F}$ ; estas medidas, sin embargo, no permiten extraer conclusiones sobre los posibles valores de  $T_{\perp}$  o de la densidad de electrones rápidos, para lo que una información complementaria es precisa.

En JET el sistema de diagnóstico FEB (*Fast Electron Bremsstrahlung*) es usado para medir la emisión perpendicular de *bremsstrahlung* debida a los electrones rápidos creados por las ondas de *Lower Hybrid* [Fro-91]. Este sistema comprende una cámara vertical y una cámara horizontal que miran una sección poloidal del plasma a través de 9 y 10 líneas de visión respectivamente (Fig. 6.12). Los detectores usados son cristales de CsI(Tl); el sistema de adquisición de datos permite recoger señales correspondientes a cuatro intervalos de energía en el rango de 100 a 300 keV para cada detector.

Este sistema de detección multi-cuerda permite medir directamente el perfil de emisividad integrada de línea, lo que a su vez hace posible deducir vía inversión Abel el perfil de emisividad local, y de este modo la localización radial de los electrones supratérmicos. La *temperatura*

## The FEB and ECE diagnostics



**Fig. 6.12:** Esquema de las líneas de visión de los diagnósticos FEB y ECE. Los dos diagnósticos están localizados en octantes que forman entre sí un ángulo de  $90^\circ$ .

de fotón en dirección perpendicular ( $T_{ph}$ ) determinada a partir de estas medidas es empleada para deducir la temperatura paralela  $T_{\parallel F}$ . La temperatura perpendicular  $T_{\perp}$  y la densidad de electrones supratérmicos, como se ha explicado antes, no pueden ser deducidas a partir de medidas FEB solamente, para lo que medidas adicionales deben ser usadas. La densidad de electrones supratérmicos puede ser calculada usando los perfiles de emisividad obtenidos mediante el diagnóstico FEB junto con estimaciones de la corriente no inductiva conducida por los electrones rápidos, mientras que la temperatura perpendicular  $T_{\perp}$  es deducida a partir de medidas ECE.

**Emisión Ciclotrónica Electrónica.** La emisión ciclotrónica electrónica (ECE) fue una de las primeras técnicas de diagnóstico em-

pleadas en plasmas tokamak. Para plasmas con una función de distribución Maxwelliana (plasmas térmicos) permite inferir la temperatura electrónica ( $T_e$ ). El sistema ha sido ampliamente desarrollado y la temperatura electrónica es generalmente obtenida con alta precisión y buena resolución espacial y temporal. Para plasmas con una función de distribución no Maxwelliana (plasmas no térmicos), como los creados durante LHCD, las medidas ECE permiten obtener información sobre la componente supratérmica de la distribución, aunque la determinación de esta información no es directa en este caso.

Consideraciones Básicas:

En un campo magnético estático un electrón gira alrededor de las líneas de campo con una frecuencia característica  $\omega_{ce}$ :

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e \gamma} \quad (6.79)$$

donde  $B$  es el campo magnético total,  $m_e$  la masa en reposo del electrón, y  $\gamma$  el factor de incremento de masa relativista,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ,  $\beta = v/c$ .

Como consecuencia de este movimiento el electrón emite radiación, conocida como emisión ECE (*Emisión Ciclotrónica Electrónica*). Esta radiación consiste en una serie de armónicos discretos a las frecuencias:

$$\begin{aligned} \omega_m &= \frac{m\omega_{ce}}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta} \\ &= \frac{m\omega_{ce0}}{\gamma(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)} \quad m = 1, 2, 3... \end{aligned} \quad (6.80)$$

donde  $\beta_{\parallel}$  es la componente de  $\vec{\beta}$  paralela al campo,  $\theta$  el ángulo entre la dirección de propagación de la onda y el vector campo magnético, y  $\omega_{ce0} = eB/m_e$  es la frecuencia ciclotrónica correspondiente a la masa en reposo del electrón.

De acuerdo a (6.80) dos tipos de efectos pueden ser considerados en la emisión correspondiente a un armónico  $m$ : en primer lugar, un desplazamiento relativista de la frecuencia de emisión por debajo de  $m\omega_{ce0}$ , dado que  $\gamma > 1$ , y en segundo lugar, un desplazamiento Doppler a uno y otro lado de  $m\omega_{ce0}$  dependiendo del signo de  $\beta_{\parallel}$ . El efecto

relativista significa que para un plasma con una cierta distribución de energía de los electrones, la línea de emisión del armónico  $m$  experimenta un ensanchamiento sobre un rango de frecuencias por debajo de  $m\omega_{ce0}$ . De forma similar, el efecto Doppler significa que para un ángulo de propagación  $\theta \neq 0$ , la línea de emisión es ensanchada simétricamente a uno y otro lado de  $m\omega_{ce0}$ .

Podemos distinguir tres regímenes básicos [Cos-92]:

- *El régimen perpendicular, débilmente relativista.* En este caso  $\gamma \sim 1$ ,  $\theta = 90^\circ$ , con lo que se tiene  $\omega_m = m\omega_{ce0}$ . Muchas de las aplicaciones de diagnóstico de las medidas ECE, especialmente las relacionadas a plasmas térmicos, son llevadas en este régimen.
- *El régimen perpendicular relativista.* En este caso  $\gamma > 1$ ,  $\theta = 90^\circ$ , y de este modo  $\omega_m = m\omega_{ce0}/\gamma$ . Este régimen es particularmente útil para estudiar poblaciones supratérmicas.
- *El régimen oblicuo relativista.* En este régimen se tiene  $\gamma > 1$  y  $\theta \neq 90^\circ$ , de modo que la expresión completa (6.80) para  $\omega_m$  debe ser usada. La sensibilidad de  $\omega_m$  a  $\beta_{||}$  puede ser usada en aplicaciones específicas de diagnóstico.

### ECE en Plasmas Térmicos:

En este caso, nos centraremos en la radiación ciclotrónica asociada a los electrones térmicos del plasma ( $\gamma \sim 1$ ) y para el caso más habitual de  $\theta = 90^\circ$ ; en esta situación, por tanto, la emisión no está sujeta a efectos de tipo relativista o a ensanchamiento Doppler.

El campo magnético en un tokamak varía espacialmente,  $B=B(R)$ . Este campo puede escribirse de forma aproximada en función del radio mayor  $R$ :  $B(R) = B_0 R_0/R$ , donde  $B_0$  y  $R_0$  son los valores de  $B$  y  $R$  en el centro del plasma. Esto significa que existe una relación simple entre la frecuencia de la radiación emitida y la localización radial del punto en que es emitida:

$$\omega_m = m \frac{e B_0 R_0}{m_e R} \quad (6.81)$$

donde se ha supuesto  $\gamma \sim 1$  y  $\theta = 90^\circ$ . Según la ley de Kirchoff, la emisividad  $j$  a una frecuencia dada (potencia radiada por unidad de tiempo,

volumen, ángulo sólido y frecuencia) es proporcional al coeficiente de absorción  $\alpha$  (fracción de radiación absorbida por unidad de longitud de camino del rayo), de modo que un parámetro importante al determinar el nivel de emisión es la denominada *optical depth*,  $\tau = \int \alpha(R) dR$ , donde  $R$  es el radio mayor a lo largo del camino del rayo. Cuando  $\tau \gg 1$  se dice que el plasma es ópticamente opaco y la emisión es la correspondiente a un cuerpo negro a la temperatura del plasma. La emisión ECE ocurre a longitudes de onda largas, típicamente de milímetros, a las que la ley de Rayleigh-Jeans puede aplicarse. La intensidad en un armónico ópticamente opaco será por tanto:

$$I_m = \frac{\omega_m^2 k_B T_e}{8\pi c^2} \quad (6.82)$$

Este resultado constituye la base de una de las más importantes aplicaciones de la emisión ECE: la medida de la temperatura electrónica y de su variación espacial a partir de la emisión en un armónico ópticamente opaco. En el límite opuesto,  $\tau \ll 1$ , el plasma se dice ópticamente transparente y el nivel de emisión corresponde a la suma de la emisión de todos los electrones individuales a lo largo del camino del rayo.

La radiación emitida presenta dos modos distintos de propagación: el modo ordinario y el modo extraordinario, cada uno con diferentes polarizaciones. En el caso más común de observación perpendicular al campo, éstos están linealmente polarizados con  $\vec{E} \parallel \vec{B}$  en el caso del modo ordinario, y  $\vec{E} \perp \vec{B}$  en el caso del modo extraordinario. Para condiciones típicas del plasma en los tokamaks actuales, el primer armónico ( $m=1$ ) en el modo ordinario, y el segundo armónico ( $m=2$ ) en el modo extraordinario son generalmente ópticamente opacos y por tanto utilizados para determinar la temperatura del plasma.

Las medidas ECE son utilizadas actualmente de forma rutinaria para determinar la temperatura electrónica del plasma  $T_e(R)$ . Distintos tipos de espectrómetros y detectores han sido desarrollados permitiendo llevar a cabo estudios detallados de distintos aspectos de la física del plasma con la adecuada resolución espacial y temporal. Estas medidas son realizadas mayoritariamente en el régimen perpendicular débilmente relativista ( $\gamma \sim 1$ ,  $\theta = 90^\circ$ ), en el que no se producen efectos apreciables de ensanchamiento de línea de carácter relativista o debidos a efecto Doppler.

Existen no obstante cierto número de efectos que pueden complicar esta imagen simple y establecer límites sobre las medidas. Así, si la variación del campo magnético a través del plasma es tan grande que dos o más armónicos correspondientes a posiciones radiales distintas son resonantes a la misma frecuencia en dos localizaciones espaciales distintas, la asociación de la frecuencia de emisión a una posición espacial puede no ser única, lo que se conoce como *solapamiento de armónicos*. La presencia de *cut-offs* y resonancias, donde la radiación es reflejada o absorbida respectivamente, da lugar por otra parte a regiones en las que la radiación no se propaga, lo que en la práctica establece un límite superior sobre la densidad del plasma que puede ser investigada, dependiendo del número de armónico y la polarización. Otros efectos incluyen refracción de la radiación a lo largo del camino del rayo, reflexión en las paredes de la cámara de vacío antes de alcanzar el detector, etc. En cualquier caso, estos efectos son bien comprendidos en plasmas térmicos, y para los tokamaks de hoy en día, estos límites no son severos y las medidas ECE pueden ser usadas para determinar  $T_e(R)$  en un amplio rango de condiciones.

#### ECE durante LHCD:

La emisión ECE es alterada durante LHCD como consecuencia de la población de electrones supratérmicos creada por las ondas de *Lower Hybrid*. El espectro de emisión es entonces el resultado de las contribuciones del plasma Maxwelliano principal y de los electrones supratérmicos. Importante información puede ser obtenida sobre esta población no térmica a partir de las medidas ECE.

La presencia de los electrones supratérmicos introduce dos importantes consideraciones en la interpretación de las medidas ECE. En primer lugar, como consecuencia del aumento relativista de la masa del electrón  $\gamma m_e$ , la frecuencia de giro del electrón supratérmico, y por tanto la frecuencia de la radiación emitida en un armónico  $m$ , son menores en un factor  $\gamma$  que las correspondientes a un electrón térmico ( $\gamma \sim 1$ ), lo que se conoce como *downshift* relativista de la frecuencia. De acuerdo a (6.80), y para emisión perpendicular al campo ( $\theta = 90^\circ$ ):

$$\omega_m = \frac{m\omega_{ce0}}{\gamma} \quad (6.83)$$

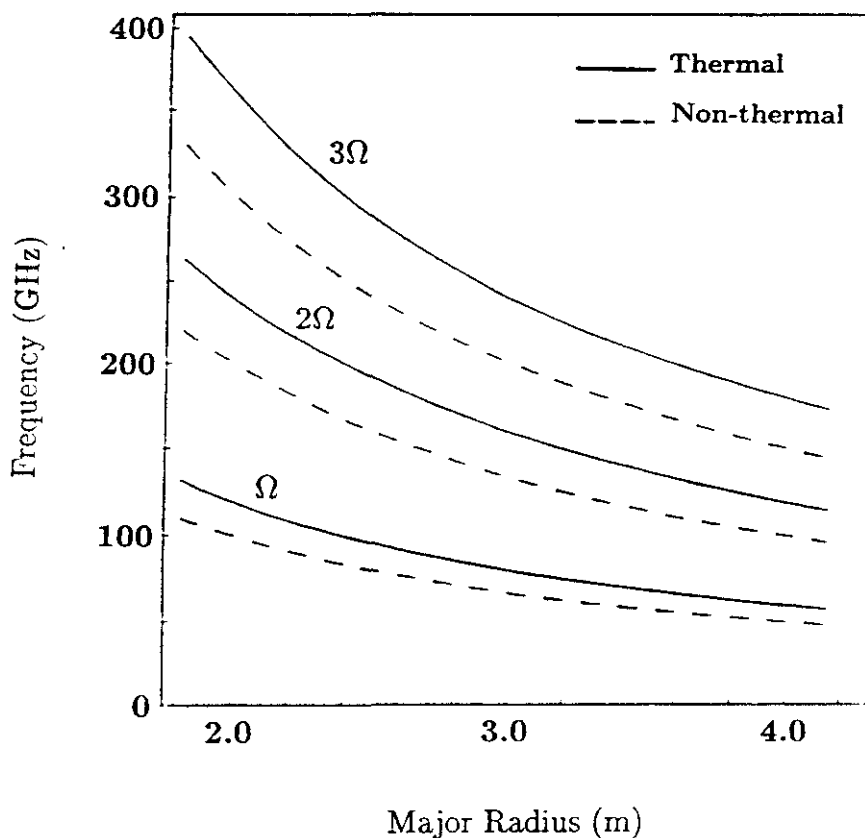
mientras que para los electrones térmicos del plasma principal  $\omega_m = m\omega_{ce0}$ . En JET, la población de electrones rápidos creada durante LHCD presenta típicamente energías comprendidas entre 100 y 300 keV, lo que corresponde respectivamente a  $\omega_m = 0.84 m\omega_{ce0}$  y  $\omega_m = 0.63 m\omega_{ce0}$ . Por otra parte, en geometría tokamak, donde  $B \sim 1/R$ , se tiene usando (6.80) que  $\omega_m \propto 1/\gamma R$ , lo que significa que la frecuencia de emisión de los electrones supratérmicos es función de su energía y de su posición radial  $R$ , frente al caso de los electrones térmicos en que existe una relación unívoca entre frecuencia de emisión y la localización radial en que es emitida. La dependencia radial en un plasma tokamak de la frecuencia de emisión ECE para electrones térmicos y electrones relativistas (de 100 keV) se ilustra en la figura 6.13.

En segundo lugar, la población no térmica creada durante LHCD en JET no se encuentra en equilibrio termodinámico local debido a su baja densidad ( $\sim 0.1\%$  de la densidad del plasma principal). En consecuencia, la ley de Kirchoff no es aplicable, y la relación de cuerpo negro entre intensidad y temperatura no es por tanto válida. La emisión supratérmica es ópticamente transparente ( $\tau \ll 1$ ), y la intensidad de emisión es proporcional a la densidad de electrones supratérmicos. Además, la intensidad de emisión ECE aumenta con la energía perpendicular del electrón, de modo que incluso pequeñas fracciones de electrones de alta energía pueden dominar la emisión. En particular, la emisividad  $j_X$  para el modo extraordinario y en dirección perpendicular (que es el caso de interés en JET) es, para un armónico  $m$ :

$$j_X \propto (\beta_{\perp}^{st})^{2m} n_e^{st} \approx (T_{\perp}^{st})^2 n_e^{st} \quad (6.84)$$

donde el índice  $st$  se refiere a cantidades supratérmicas y  $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c$ . El aumento en la emisión ECE asociado a la presencia de los electrones supratérmicos afecta por tanto de forma más importante a los armónicos más altos.

En JET, el espectro ECE es obtenido mediante un interferómetro de Michelson que mide la emisión en modo extraordinario perpendicular al campo a lo largo de una línea de visión horizontal, unos 13 cm por debajo del plano ecuatorial, y en la región de bajo campo toroidal (alto radio mayor), como se muestra en Fig. 6.12. El interferómetro de Michelson es usado de forma rutinaria en JET para obtener el perfil radial de temperatura electrónica en plasmas térmicos. Sin embargo,



**Fig. 6.13:** Frecuencia de emisión ECE de electrones térmicos y relativistas (100 keV) como función del radio mayor en un plasma tokamak para  $\theta=90^\circ$ . Las líneas continuas corresponden a los electrones térmicos, y las líneas a trazos a los electrones relativistas. La frecuencia correspondiente a los tres primeros armónicos ( $\Omega$ ,  $2\Omega$  y  $3\Omega$ ) es indicada. Para una misma frecuencia y un mismo armónico, la emisión de los electrones rápidos tiene siempre lugar en un radio menor que la de los electrones térmicos. La figura también muestra cómo la emisión en tercer armónico ( $3\Omega$ ) de electrones relativistas puede ser resonante con la emisión segundo armónico ( $2\Omega$ ) de electrones térmicos situados en un radio menor [Tan-92].

la aplicación de sistemas de este tipo (basados en medidas en dirección radial de la emisión perpendicular) al diagnóstico de poblaciones no térmicas presenta ciertas dificultades debido a la dependencia antes comentada de la frecuencia de emisión de los electrones rápidos tanto de su energía como de su posición radial: radiación de la misma frecuencia puede proceder de electrones de energías diferentes y en distintas localizaciones radiales.

En la figura 6.14 se compara el espectro de emisión ECE medido antes y durante la aplicación de *Lower Hybrid*. A bajas frecuencias ( $< 125 \text{ GHz}$ ), normalmente asociadas con el primer armónico de los electrones térmicos del plasma, los electrones supratérmicos dan lugar a una intensa emisión en segundo armónico (sujeta a *downshift* relativista de la frecuencia) que domina el espectro de emisión en esta región de frecuencias durante LHCD. En el rango de frecuencias correspondiente a la emisión en segundo armónico de los electrones térmicos del plasma ( $\sim 125 - 190 \text{ GHz}$ ), usado típicamente para determinar la temperatura electrónica ya que el plasma es ópticamente opaco a esta radiación, la emisión en segundo armónico de los electrones supratérmicos es reabsorbida en el plasma, ya que debido al efecto de *downshift* esta emisión tiene lugar en radios menores que la radiación de la misma frecuencia emitida en segundo armónico por los electrones térmicos donde será finalmente reabsorbida. La emisión en esta región del espectro ECE es el resultado de la contribución de los electrones térmicos en segundo armónico más la contribución de electrones supratérmicos en tercer armónico: debido al *downshift* de la frecuencia, la emisión en tercer armónico de un electrón relativista puede ser resonante con la emisión en segundo armónico de electrones térmicos situados en radios menores (campo magnético mayor), de modo que la radiación no es finalmente reabsorbida en el plasma (ver Fig. 6.13).

La emisión no térmica está principalmente determinada por la densidad de electrones rápidos y por su contenido de energía perpendicular. Sin embargo, medidas de emisión ECE perpendicular al campo ( $\theta=90^\circ$ ) no permiten obtener información sobre la energía paralela de los electrones ni sobre la anisotropía de la función de distribución durante LHCD. Igualmente, las medidas de emisión a lo largo de una dirección radial no hacen posible establecer la localización de los electrones supratérmicos dada la dependencia de la frecuencia de emisión

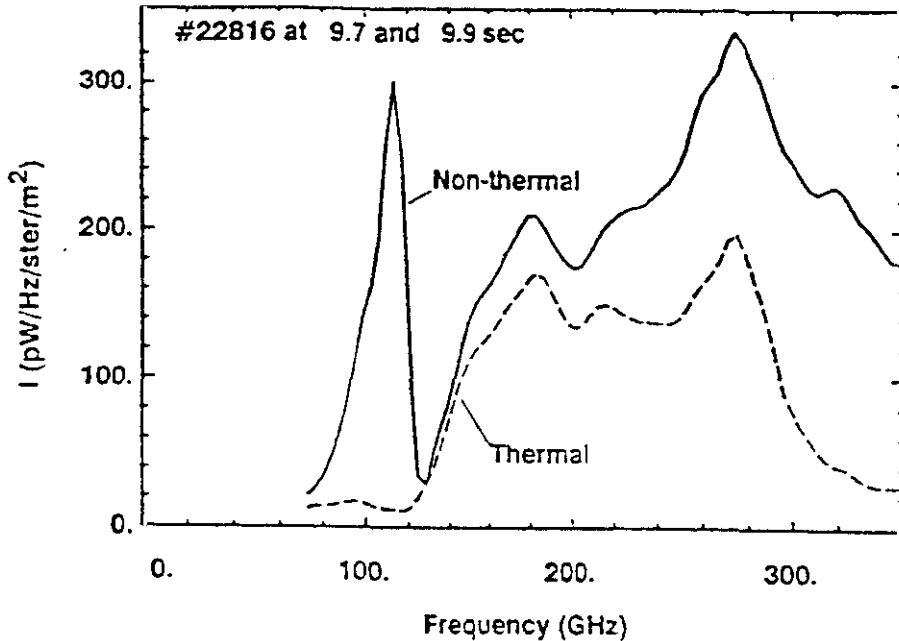


Fig. 6.14: Espectro de emisión ECE medido bajo condiciones térmicas y no térmicas (LHCD) en JET.

de la energía y la posición radial. En cualquier caso, la emisión ECE no térmica perpendicular al campo, y medida a lo largo de una línea de visión horizontal, constituye una importante herramienta de diagnóstico de la población de electrones rápidos creada durante LHCD; la información sobre la densidad de electrones rápidos y su energía perpendicular es complementaria a la obtenida mediante el diagnóstico FEB sobre la energía paralela y la localización de estos electrones, lo que permite obtener, mediante un análisis integrado de los datos de ambos diagnósticos, los parámetros relevantes de la función de distribución de los electrones supratérmicos.

Medidas de la emisión ECE durante LHCD usando otros sistemas de diagnóstico (distintos del interferómetro de Michelson) han sido empleadas en JET con otras aplicaciones: así, un policromador ECE de doce canales que permite medir con alta resolución temporal la emisión en doce posiciones radiales a lo largo de una línea de visión horizontal, ha sido utilizado para estudiar el transporte radial de los electrones

supratérmicos, como se describirá en detalle en la siguiente sección.

Finalmente, otras aproximaciones han sido realizadas en otros tokamaks [Luc-88]: con el objeto de simplificar el estudio de la población de electrones no térmicos, la emisión es observada a lo largo de una línea de campo magnético constante (es decir, verticalmente en un plasma toroidal) a ángulo fijo al campo (generalmente  $90^\circ$ ). En esta situación existe una relación simple uno a uno entre la frecuencia y la energía total del electrón, suponiendo que el solapamiento de armónicos es despreciable. La emisión y la absorción de la población térmica puede ser ignorada en gran medida y la población supratérmica es observada de este modo directamente. En este caso, sin embargo, debe tenerse en cuenta que las medidas no son locales sino integradas de línea.

**Resultados en JET. Análisis combinado FEB y ECE.** Ambos sistemas de diagnóstico, la emisión de *bremsstrahlung* y la emisión ECE no térmica de los electrones supratérmicos, han sido utilizados en JET con el objeto de caracterizar la población de electrones rápidos durante LHCD.

El diagnóstico FEB (*Fast Electron Bremsstrahlung*) permite medir electrones en el rango de energías de 100 a 300 keV, y determinar su localización radial a partir del perfil local de emisividad obtenido mediante inversión Abel de los perfiles integrados de línea medidos por este sistema. Así, por ejemplo, ha sido posible estudiar la penetración de las ondas de *Lower Hybrid* en JET. Como se indicó en la sección 6.1.2, los datos FEB están en general de acuerdo con la condición de accesibilidad (6.10): los perfiles observados de emisión de *bremsstrahlung* son más *huecos* cuando la densidad del plasma aumenta, y el máximo de la emisividad FEB se encuentra próximo a las predicciones teóricas para la accesibilidad de la onda correspondiente al máximo del espectro radiado. Por otro lado, la intensidad de emisión FEB y la correspondiente *temperatura de fotón* observadas durante aplicación simultánea de ICRH y LHCD exceden considerablemente los valores medidos con LH solamente; los electrones supratérmicos son acelerados en este caso hasta alcanzar energías varias veces superiores a la correspondiente a la condición de resonancia onda-partícula ( $\sim 100$  keV).

Sin embargo, la determinación de los parámetros relevantes de la función de distribución de los electrones rápidos sólo puede realizarse

usando la sensibilidad complementaria de los dos sistemas de diagnóstico: la sensibilidad de la emisión FEB a la temperatura paralela de los electrones supratérmicos, y de la emisión ECE no térmica a la densidad de electrones rápidos y a su temperatura perpendicular.

Como se ha explicado antes, un modelo Maxwelliano de tres temperaturas es empleado para simular la emisión de *bremssstrahlung* medida usando el diagnóstico FEB. La emisión ECE es modelada usando una función de distribución electrónica,  $f(p_{\parallel})$ , construida considerando un cierto número de distribuciones Maxwellianas centradas en torno a altos valores de  $p_{\parallel}$  y con la misma temperatura, superpuestas a la Maxwelliana asociada al plasma térmico.

La energía paralela de los electrones supratérmicos es obtenida a partir de medidas FEB. La identificación entre las dos descripciones de la función de distribución de los electrones rápidos es entonces realizada igualando el momento paralelo promedio  $\langle p_{\parallel} \rangle$  de los electrones supratérmicos en ambos casos.

La fracción de electrones rápidos respecto a la densidad del plasma es entonces calculada a partir de la corriente total no inductiva  $I_{cd} = \int j dA$ , donde  $j$  es el perfil de densidad de corriente obtenido como el primer momento de  $f(p_{\parallel})$ , y usando los perfiles de emisividad medidos usando el diagnóstico FEB. Típicamente se encuentran densidades de electrones supratérmicos del orden del 0.1% de la densidad electrónica del plasma principal.

Finalmente,  $T_{\perp}$  es obtenido mediante sucesivas iteraciones hasta que un acuerdo con el espectro medido ECE es alcanzado.

Esta técnica ha sido aplicada al análisis de un cierto número de descargas en configuración de limitador en JET, con LHCD solamente y con la aplicación simultánea de ICRH, y para densidades centrales del plasma entre  $1.5 \cdot 10^{19}$  y  $2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . La emisividad FEB es máxima en el eje magnético a estas densidades, sugiriendo que la corriente conducida por las ondas LH reemplaza la corriente óhmica sin cambios importantes en el perfil de densidad de corriente, y la operación conjunta con ICRH y LHCD da lugar a un aumento en el contenido energético de los electrones supratérmicos, como se manifiesta en el aumento de la *temperatura de fotón* observada. Los valores estimados de  $T_{\parallel F}$  oscilan típicamente entre temperaturas del orden de 100 keV durante LHCD hasta 800 keV durante operación combinada con ICRH

( $P_{LHCD}=2\text{ MW}$ ,  $P_{ICRH}=3\text{ MW}$ ), mientras que  $T_{\perp}$  varía entre valores del orden de 20 y 80 keV respectivamente.

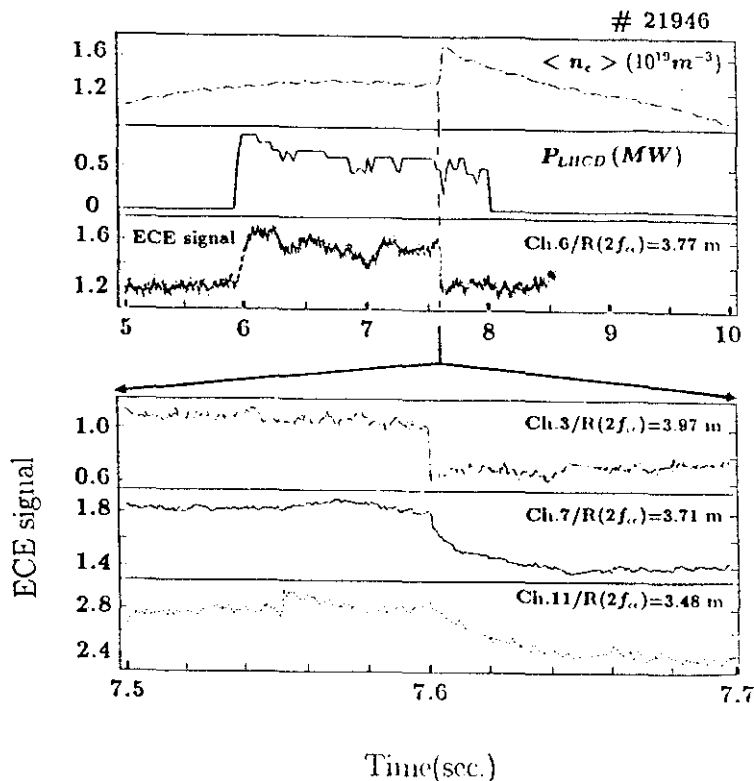
### 6.3 Medida Perturbativa del Coeficiente de Difusión de Electrones Supratérmicos

Experimentos han sido realizados en JET con el objeto de determinar el coeficiente de difusión radial  $D_e^{ST}$  de electrones supratérmicos creados durante LHCD, usando para ello un método perturbativo empleado previamente para estudiar las propiedades de transporte del plasma térmico (capítulos 4 y 5): la evolución de las perturbaciones inducidas por la inyección de un pequeño pellet de deuterio que penetra superficialmente en el plasma. Durante LHCD el pellet es rápidamente evaporado por los electrones supratérmicos, reduciendo instantáneamente la densidad de electrones rápidos  $n_e^{ST}$  en la región  $r \geq r_p$  ( $r_p$  es el radio de penetración del pellet). El coeficiente de difusión  $D_e^{ST}$  es entonces inferido a partir de medidas de la evolución de  $n_e^{ST}$  en la región  $r \leq r_p$  [Gon-91,92].

#### 6.3.1 Evidencia Experimental

La figura 6.15 muestra las condiciones experimentales. Un plasma de deuterio con  $I_{\phi}=3.1\text{ MA}$  y  $B_{\phi}=3\text{ T}$  fue producido en configuración de limitador (limitadores de Be). El plasma es calentado óhmicamente más una pequeña potencia adicional de *Lower Hybrid* ( $P_{LHCD}=0.5\text{ MW}$ ), y presenta en estado estacionario una temperatura  $T_e(0) \simeq 3.9\text{ keV}$ , y una densidad promedio sobre el volumen del plasma  $\langle n_e \rangle \simeq 1.45 \cdot 10^{19}\text{ m}^{-3}$ . También se muestran en esta figura las señales de varios canales del policromador ECE, sintonizados para recibir la emisión ECE térmica en segundo armónico y modo extraordinario procedente de diferentes puntos del plasma, mostrando emisión térmica durante la fase óhmica (previa a  $t=6\text{ s}$ ), a partir de la cual  $T_e$  es generalmente deducida.

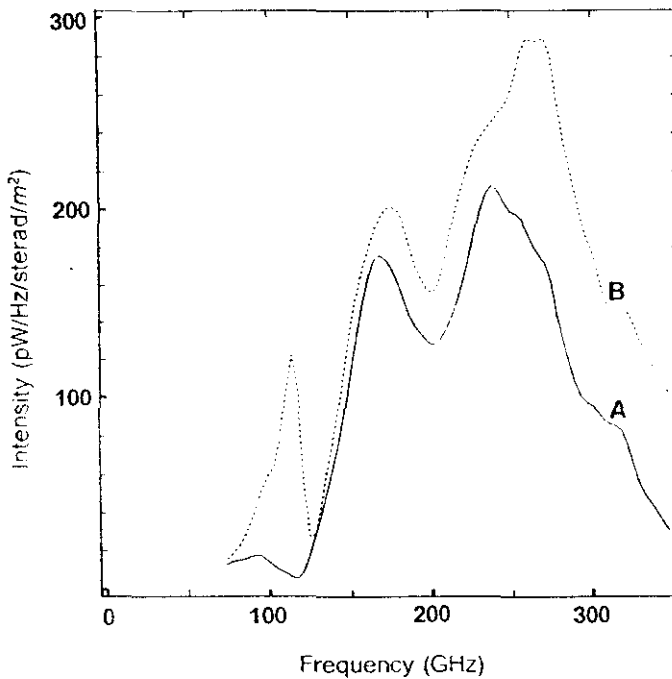
En la figura 6.16 se muestra el espectro ECE durante la fase óhmica previa a las ondas de *Lower Hybrid* (traza A) junto con el espectro de



**Fig. 6.15:** Condiciones del plasma durante la medida del coeficiente de difusión de los electrones supratérmicos, y evolución de la señal ECE después de la inyección del pellet mostrando una evolución de tipo difusivo.

emisión durante LHCD (traza B). Cuando LHCD es aplicado la emisión ECE aumenta fuertemente a todas las frecuencias debido al crecimiento de la población de electrones supratérmicos, particularmente para frecuencias a las que el plasma es ópticamente transparente, por encima y por debajo del segundo armónico térmico.

El incremento observado durante LHCD en la intensidad ECE a las frecuencias del segundo armónico térmico ( $\sim 120 - 190 GHz$ ) lo atribuimos a emisión no térmica en tercer armónico, con sólo un pequeño aumento en la emisión térmica. Esta emisión es debida a los electrones supratérmicos creados por las ondas de *Lower Hybrid*, cuya frecuencia de emisión para un armónico  $m$ , según lo explicado en la sección

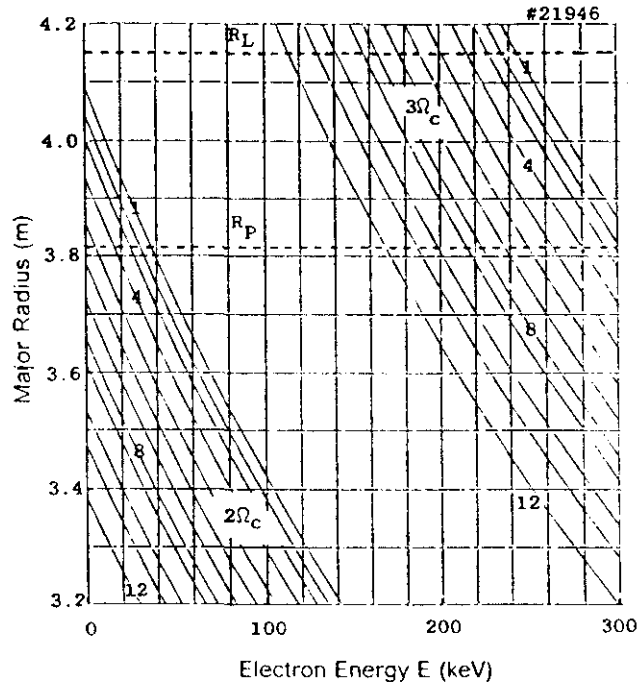


**Fig. 6.16:** Espectro de emisión ECE antes (A) y durante (B) LHCD para la descarga considerada.

anterior, experimenta una disminución o *downshift* relativista, y viene dada de acuerdo a (6.83) por  $\omega_m = m\omega_{ce0}/\gamma$ . De este modo, la emisión procedente de los electrones supratérmicos para  $m=3$  puede ser *downshifted* a la frecuencia ECE de los electrones térmicos para  $m=2$ . La figura 6.17 muestra para la descarga considerada dónde se originan las contribuciones a la emisión ECE en los doce canales del policromador como función de la energía del electrón, para los armónicos  $m=2$  y  $m=3$  respectivamente. El cálculo del radio  $R$  de emisión para una frecuencia  $f$  del policromador, un armónico  $m$  y una energía cinética del electrón  $E_c$  es realizado usando la condición de resonancia (6.83) ( $\theta = 90^\circ$ ) y la relación  $BR \sim B_0 R_0$  para el perfil radial del campo magnético:

$$R = m \frac{c B_0 R_0}{2\pi m_e f} \frac{511}{511 + E_c(\text{keV})} \quad (6.85)$$

en donde la frecuencia  $f$  se ha expresado en Hz.



**Fig. 6.17:** Dibujo de la energía y localización de los electrones contribuyendo al segundo ( $2\Omega_c$ ) y tercer armónico ( $3\Omega_c$ ) ECE en los doce canales del policromador.

Las frecuencias observadas en este experimento usando el policromador ECE se encuentran en el rango de  $121\text{ GHz}$  para el canal 1, a  $147\text{ GHz}$  para el canal 12. Para una frecuencia dada del policromador, la emisión  $m=3$  procedente de electrones rápidos localizados en radios menores que el correspondiente a la emisión térmica ópticamente opaca  $m=2$  de la misma frecuencia es reabsorbida por los electrones térmicos, y sólo la radiación  $m=3$  de esta frecuencia emitida por los electrones supratérmicos delante del radio de emisión térmica  $m=2$  puede ser medida. En nuestro caso, como puede apreciarse en la figura (6.17), sólo la emisión no térmica  $m=3$  procedente de electrones con energías  $E_c \leq 255\text{ keV}$  contribuye a la radiación medida por el policromador ECE.

La intensidad ECE debida a los electrones supratérmicos, además de ser proporcional a la densidad  $n_c^{ST}$ , depende fuertemente de su energía perpendicular  $E_\perp$ . Usando (6.84), se tiene que para el modo extraordi-

nario y  $m=3$ ,  $I \sim n_e^{ST} E_{\perp}^3$ , lo que significa que la emisión tiende a estar dominada por los electrones de más alta energía.

En  $t=7.6$  s un pequeño pellet de deuterio de 2.7 mm es inyectado en el plasma (Fig. 6.15), que penetra superficialmente a un radio  $R_p \simeq 3.8$  m ( $r_p/a \simeq 0.7$ ) y con una baja eficiencia del orden del 30% de su contenido nominal. El radio de penetración es deducido de medidas de emisión de rayos X blandos. Los electrones de alta energía creados por las ondas LH dan lugar a una rápida descomposición y ablación del pellet debido a la absorción de los electrones rápidos en su interior [Peg-90] lo que se traduce en una penetración superficial en el plasma.

El efecto de la inyección del pellet es interrumpir  $P_{LHCD}$  y extinguir todos los electrones supratérmicos en  $r \geq r_p$ . Cuando LHCD vuelve a comenzar 100 ms más tarde, no más electrones supratérmicos son producidos en  $r \leq r_p$ , como se evidencia por la ausencia de recuperación en las señales ECE en los canales del policromador. De este modo, la evolución de la densidad de electrones rápidos,  $n_e^{ST}$ , siguiendo la inyección del pellet es una evolución libre de fuentes. El cuadro inferior de la figura 6.15 muestra la evolución de la señal ECE en tres canales con las siguientes localizaciones correspondientes a la resonancia térmica en segundo armónico ( $2f_{ce}$ ): una en  $r > r_p$  (canal 3,  $R(2f_{ce})=3.97$  m), una en radio  $r$  menor que  $r_p$  (canal 7,  $R(2f_{ce})=3.71$  m), y una en  $r \ll r_p$  (canal 11,  $R(2f_{ce})=3.48$  m). En  $r \geq r_p$  la transición a un nuevo equilibrio es instantánea, mientras que para los canales en  $r < r_p$  la evolución observada es característicamente difusiva. El efecto del pellet sobre el plasma principal es en este caso despreciable, y la evolución inducida por este hecho en la señal ECE es demasiado lenta en comparación con las observaciones experimentales. Un análisis de la evolución ECE en  $r < r_p$  será por tanto usado para determinar el coeficiente de difusión de  $n_e^{ST}$ .

### 6.3.2 Interpretación y Análisis

Cuando LHCD termina en la forma usual, la emisión ECE no térmica decae, siendo su evolución determinada por la acción simultánea de la difusión radial y la ralentización o pérdida de energía de los electrones rápidos. El efecto de inyectar un pellet es aumentar  $\nabla n_e^{ST}(r=r_p)$ , amplificando de este modo el flujo difusivo y acelerando el ritmo de caída

de  $n_e^{ST}$  mientras que el tiempo característico de ralentización de los electrones supratérmicos en la región  $r < r_p$  se mantiene constante. El incremento observado en la velocidad de caída de la emisión ECE no térmica procedente de  $r < r_p$  constituye una manifestación de la difusión espacial de  $n_e^{ST}$ .

Como se ha señalado antes, la emisión no térmica en los canales del policromador ECE tiende a estar dominada por los electrones de más alta energía ya que la intensidad de emisión es proporcional  $E_{\perp}^3$  y son los electrones más energéticos los que, debido a las colisiones, tienden a presentar una mayor energía perpendicular  $E_{\perp}$ . Por otra parte, la ausencia de una reducción instantánea de la señal ECE en los canales 8-11 (ver Fig. 6.15 para la evolución en el canal 11) sugiere que la contribución de electrones de energía  $E_c \leq 220 \text{ keV}$  y localizados en  $r > r_p$ , es pequeña a las frecuencias de estos canales, como puede deducirse del examen de Fig. 6.17.

Esta observación es confirmada por simulaciones de la emisión ECE siguiendo la inyección del pellet usando un código 3-D de Fokker-Planck (BANDIT-3D [McK-91]). Este código es usado para hacer evolucionar la función de distribución  $f_e(r, v, \theta, t)$  ( $v$  es la velocidad del electrón,  $\theta$  el ángulo *pitch* y  $r$  el radio de la superficie de flujo) incluyendo la dinámica en el espacio de velocidades y la difusión espacial, en la geometría del JET. El espectro ECE es calculado a partir de  $f_e$ , descrita por una Maxwelliana térmica más una población de electrones rápidos. En  $t=0$  los electrones supratérmicos son extinguidos en  $r \geq r_p$ , y la evolución de  $f_e$  y de la emisión ECE es calculada. Para frecuencias del policromador correspondientes al segundo armónico térmico procedente de  $r \geq r_p$ , la emisión no térmica desaparece instantáneamente como en el experimento. Para frecuencias mayores del policromador correspondientes a  $r < r_p$ , una reducción inmediata seguida por una caída más lenta de la señal ECE es obtenida, en desacuerdo con el experimento, en el que la caída inicial estaba ausente. La desaparición de electrones con energías  $100 \leq E_c(\text{keV}) \leq 255$  en  $r \geq r_p$  ha contribuido a la caída inicial calculada en la emisión ECE en los canales del policromador, y sugiere que en el experimento electrones con  $E_c \geq 220 \text{ keV}$  están presentes en  $r \geq r_p$ . El por qué de este hecho no es claro. Una conjetura plausible es que los electrones rápidos son generados en el interior del plasma y sólo los electrones de más alta energía son capaces de difundirse a la región exterior

del plasma. Este resultado está en acuerdo con las observaciones realizadas en otros tokamaks (PLT, WT-3) en los que, usando medidas de emisión de *bremsstrahlung*, se ha llegado a la conclusión que la energía de los electrones rápidos durante LHCD debe ser mayor en la periferia del plasma que en el interior [Ste-85, Ogu-91].

Este resultado junto con el obtenido en el apartado anterior a partir de las propiedades de transmisión de la radiación ECE, y que permitía establecer una cota superior sobre la energía de los electrones rápidos que dan lugar a emisión no térmica a las frecuencias del policromador ( $E_c \leq 255 \text{ keV}$ ), hacen posible definir una banda de energía  $220 \leq E_c (\text{keV}) \leq 250$  para los electrones contribuyendo de forma más importante a la emisión ECE no térmica en los canales del policromador. Dada su alta energía, unido a la aceleración debida al campo eléctrico, el proceso de ralentización de estos electrones puede suponerse suficientemente lento respecto al tiempo de caída observado en las señales ECE ( $\tau_{ECE} \sim 20 \text{ ms}$  como puede apreciarse en Fig. 6.18). La localización de los electrones radiantes es entonces fijada a un pequeño rango de posiciones radiales, y la emisión ECE es esencialmente proporcional a la densidad de electrones supratérmicos  $n_e^{ST}$ , de modo que la evolución de la emisión ECE no térmica en tercer armónico después de la inyección del pellet representa básicamente la evolución de  $n_e^{ST}$ . Si esta evolución estuviese dominada por los procesos de relajación colisional de los electrones rápidos, la velocidad de caída de la señal ECE tendería a ser mayor en los canales más internos (más cerca del centro del plasma) donde la densidad del plasma es mayor, situación que no es observada en el experimento.

La evolución de la densidad de electrones supratérmicos  $n_e^{ST}(r, t)$  es descrita mediante la ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial n_e^{ST}}{\partial t} = -\nabla \cdot \Gamma_e^{ST} + S_e^{ST} \quad (6.86)$$

El flujo radial  $\Gamma_e^{ST}$  es supuesto difusivo y dado por la expresión  $\Gamma_e^{ST} = -D_e^{ST} \nabla n_e^{ST}$ ;  $S_e^{ST}$  es la fuente de electrones rápidos que, de acuerdo con lo explicado anteriormente, desaparece cuando el pellet penetra en el plasma, de modo que  $S_e^{ST}(r, t) = 0$  para  $t \geq 0$ , donde  $t=0$  es el instante en que el pellet se deposita en el plasma.

La ecuación (6.86) es resuelta numéricamente en geometría cilíndrica como un problema de condiciones iniciales entre  $r=0$  y  $r=a$  usando las

condiciones de frontera  $\nabla n_e^{ST}(0,t)=0$ ,  $n_e^{ST}(a,t)=0$ . El perfil de densidad de los electrones supratérmicos justo después de que el pellet es inyectado en el plasma ( $t=0$ ) constituye la condición inicial para esta ecuación. En  $t=0$ , la densidad  $n_e^{ST}$  es nula en la región  $r \geq r_p$  como consecuencia de la penetración del pellet en el plasma, mientras que en  $r \leq r_p$ ,  $n_e^{ST}$  se supone aproximadamente constante. Esta suposición está basada en las observaciones realizadas del cambio en la emisión ECE no térmica en los canales del policromador correspondientes a  $r \leq r_p$  cuando  $P_{LHCD}$  es aplicada al plasma ( $t=6$  s): el cambio en la emisión no térmica es aproximadamente el mismo en todos estos canales. Una información más detallada sobre el perfil de densidad radial basada en el diagnóstico FEB no fue posible en esta descarga. Resumiendo, en  $t=0$  se tiene que  $n_e^{ST}(r < r_p, 0) \simeq n_0$ , y  $n_e^{ST}(r \geq r_p, 0) = 0$ .

La solución a la ecuación de continuidad (6.86) tiene una forma analítica:

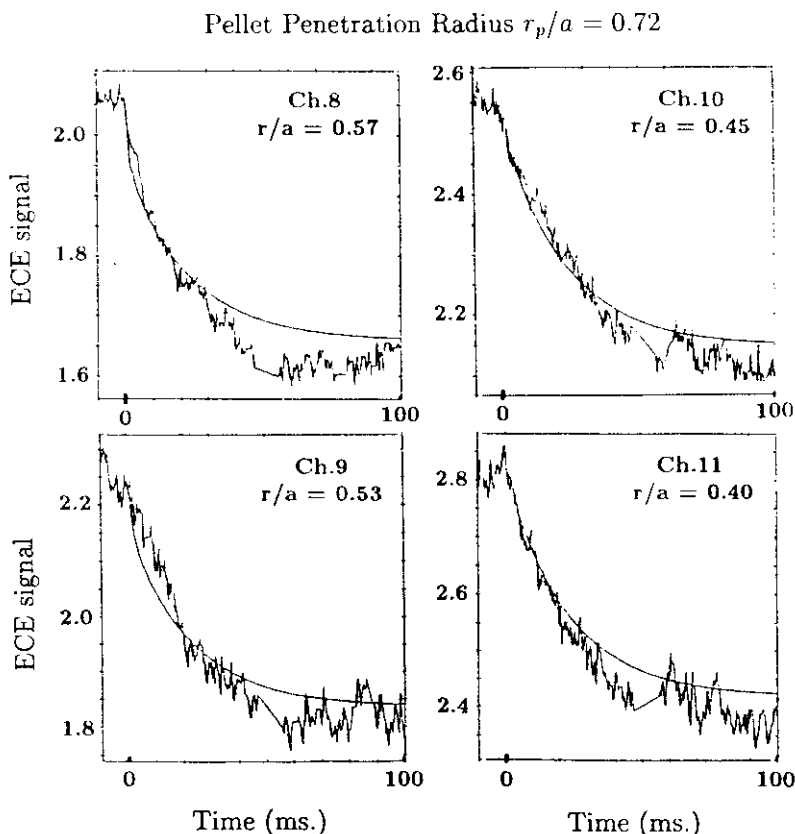
$$\frac{n_e^{ST}(r,t)}{n_0} = \frac{2r_p}{a^2} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{J_1(\alpha_i r_p) J_0(\alpha_i r)}{\alpha_i J_1^2(\alpha_i a)} \exp(-D_e^{ST} \alpha_i^2 t) \quad (6.87)$$

donde  $J_1$  y  $J_0$  son las funciones de Bessel de primera especie y orden uno y cero respectivamente, y  $\alpha_i a = j_i$ , donde  $j_i$  es el cero de orden- $i$  de la función  $J_0$  ( $J_0(j_i)=0$ ).

La figura 6.18 muestra una comparación entre la evolución observada de  $n_e^{ST}(r,t)$  y la simulación de ésta usando el modelo anterior. La difusividad  $D_e^{ST}$  es iterada hasta que el mejor ajuste entre la simulación y las medidas es obtenido. En el ejemplo mostrado ( $E_c=250$  keV), el mejor valor obtenido es  $D_e^{ST} = 15$  m<sup>2</sup>/s. Variando  $E_c$  dentro de la banda de energías  $220 \leq E_c(\text{keV}) \leq 250$ , se obtiene  $9 \leq D_e^{ST}(\text{m}^2\text{s}^{-1}) \leq 15$  en la región  $0.4 \leq r/a \leq 0.6$ , en la que se llevan a cabo las simulaciones.

Un análisis exhaustivo requiere un modelo más sofisticado que tenga en consideración la dinámica de los electrones rápidos tanto en el espacio real como en el espacio de velocidades. Un tratamiento cinético del problema basado en la ecuación de Fokker-Planck exige, sin embargo, cálculos complejos y depende del conocimiento de un cierto número de parámetros que, con frecuencia y en particular en esta descarga, no son conocidos con la precisión necesaria.

Como se dijo anteriormente, un código tridimensional de Fokker-Planck ha sido usado con el objeto de simular para esta descarga la



**Fig. 6.18:** Simulación de la difusión de electrones supratérmicos para  $E_c=250\text{ keV}$  y  $D_e^{ST}=15\text{ m}^2/\text{s}$ .

evolución de la señal ECE en los canales del policromador, incluyendo efectos colisionales y transporte radial. La función de distribución en el equilibrio previo al pellet ( $f_e^0$ ) es representada como la superposición de una distribución Maxwelliana, que describe el plasma térmico principal, más una población de electrones rápidos creados por las ondas LH, anisotrópica en el espacio de velocidades. Aunque la densidad de electrones supratérmicos es función del radio  $r$ , la forma de  $f_e^0$  en el espacio de velocidades es supuesta independiente de la localización radial. La condición inicial para las ecuaciones cinéticas  $f_e(r, v, \theta, t=0)$  es entonces obtenida a partir de  $f_e^0$  suprimiendo los electrones no térmicos

entre  $r_p$  y  $a$  cuando el pellet penetra en el plasma ( $t=0$ ), y la evolución calculada de la función de distribución,  $f_e(r, v, \theta, t)$ , es usada para simular el comportamiento de la emisión ECE después de la inyección del pellet. Los resultados, sin embargo, tal y como se explicó, indican que el modelo utilizado para  $f_e^0$  y, por tanto, para  $f_e(r, v, \theta, t=0)$ , no es capaz de describir los cambios observados en las señales ECE en el instante en que el pellet es inyectado en el plasma, y sugieren que la estructura en el espacio de velocidades de la población de electrones rápidos es una función de la posición radial, con los electrones de más alta energía concentrados en la periferia del plasma. Una descripción adecuada de  $f_e^0$  requiere en este caso una información más detallada que la que se encontraba disponible y daría lugar, por otro lado, a unas necesidades de cálculo mucho mayores.

El problema, no obstante, ha podido ser simplificado sobre la hipótesis de que los mecanismos de pérdida de energía de los electrones supratérmicos no desempeñan un papel importante en la evolución observada de la emisión ECE, lo que ha permitido interpretar esta evolución esencialmente en términos de difusión en el espacio real. Esta interpretación es apoyada por un análisis de los mecanismos principales de pérdida de energía de los electrones supratérmicos, basado en un modelo simple de partícula *test*. Estos mecanismos son indicados a continuación junto con una estimación para cada uno de ellos de los tiempos característicos de vida o pérdida de energía a que dan lugar para las condiciones del experimento considerado. Como veremos, las colisiones constituirán el mecanismo más importante de pérdida de energía. El efecto de las colisiones aumenta con la densidad del plasma lo que significa, como explicamos anteriormente, que si la evolución de la señal ECE en el experimento estuviera dominada por las colisiones, la velocidad de caída debería ser mayor en los canales más internos del policromador, donde la densidad del plasma es también mayor, lo que estaría en contradicción con las observaciones experimentales.

#### a) Radiación de Bremsstrahlung:

La potencia radiada mediante *bremsstrahlung* está dominada por la emisión procedente de las colisiones del electrón con los iones del plasma principal. La contribución de las colisiones con los electrones térmicos

del plasma es comparable al término electrón-ión para electrones de alta energía cinética,  $E_c > 511 \text{ keV}$ , en plasmas puros con  $Z_{ef}=1$  [Ste-85]. Para el caso considerado, en el que  $Z_{ef} \simeq 2$  y  $E_c=250 \text{ keV}$ , el término electrón-electrón contribuye en menos de un 10% a la emisión total.

La sección eficaz total de emisión de *bremsstrahlung* electrón-ión en la aproximación de Born [Hei-54] está dada por:

$$\phi_{rad}(Z_j) = \frac{16}{3} \alpha Z_j^2 r_0^2 \quad (6.88)$$

donde  $Z_j$  es la carga del ión,  $r_0$  es el radio clásico del electrón,  $r_0 = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$ , y  $\alpha$  la constante de estructura fina,  $\alpha \simeq 1/137$ . La expresión anterior es válida para el caso no relativista, y se confunde con la expresión para el caso relativista para energías cinéticas del electrón  $E_c \leq 800 \text{ keV}$ ;  $\phi_{rad}$  es entonces independiente de la energía del electrón.

La potencia radiada por el electrón (energía perdida por unidad de tiempo) podrá escribirse:

$$P_{br} \equiv \frac{dE_c}{dt} = v_e E_c \sum_j n_j \phi_{rad}(Z_j) \quad (6.89)$$

donde  $v_e$  es la velocidad del electrón. El tiempo característico de pérdida de energía debido a emisión de *bremsstrahlung* será por tanto:

$$\tau_{br} = E_c / (dE_c/dt) = (v_e E_c \sum_j n_j \phi_{rad}(Z_j))^{-1} \quad (6.90)$$

donde  $v_e$  es la velocidad del electrón. En nuestro caso, teniendo en cuenta las condiciones experimentales  $n_e \simeq 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $Z_{ef} \simeq 2$ , y una energía cinética para el electrón *test*  $E_c=250 \text{ keV}$ , se tendrá:

$$\frac{dE_c}{dt} = v_e E_c n_e Z_{ef} \frac{16}{3} \alpha r_0^2 \simeq 687 \text{ eV/s} \quad (6.91)$$

conduciendo a un tiempo característico de pérdida de energía  $\tau_{br} \simeq 364 \text{ s}$ , enormemente mayor que el tiempo de interés en el análisis (el tiempo observado de caída de la señal ECE en los canales del policromador,  $\tau_{ECE} \simeq 20 \text{ ms}$ ). Las pérdidas de energía debidas a la emisión de *bremssstrahlung* son por tanto despreciables y no afectan, de este modo, a la dinámica de los electrones supratérmicos en estas condiciones.

## b) Radiación Ciclotrónica:

Un segundo mecanismo de pérdida de energía está asociado a la radiación ciclotrónica de los electrones supratérmicos al girar en torno a las líneas de campo magnético. Cuando un electrón con carga eléctrica  $e$  se mueve con velocidad  $\vec{v}$  y aceleración  $\dot{\vec{v}}$ , la potencia total radiada  $P$  es:

$$P = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \frac{(\dot{\vec{v}})^2 - (\vec{v} \times \dot{\vec{v}})^2/c^2}{(1 - v^2/c^2)^3} \quad (6.92)$$

La aceleración del electrón al girar en torno a las líneas de campo es  $\dot{v}_\perp = \omega_{ce} v_\perp$ , donde  $\omega_{ce}$  es la frecuencia de giro del electrón  $\omega_{ce} = eB/\gamma m_e$ , y  $\gamma$  el factor de corrección relativista,  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ . Sustituyendo en (6.92), la potencia radiada  $P_{ci}$  puede entonces escribirse [Miy-80]:

$$P_{ci} \equiv \frac{dE_c}{dt} = \frac{e^4 v_\perp^2 B^2 \gamma^2}{6\pi\epsilon_0 m_e^2} = \frac{e^4 B^2 p_\perp^2}{6\pi\epsilon_0 c^3 m_e^4} \quad (6.93)$$

donde  $p_\perp = \gamma m_e v_\perp$  es el momento del electrón perpendicular al campo. Considerando una energía perpendicular para los electrones rápidos  $E_\perp \simeq 20 \text{ keV}$ , típica de los experimentos LHCD, y un campo  $B \simeq 2.5 \text{ T}$  en la región de medida ( $0.4 \leq r/a \leq 0.6$ ) para el experimento aquí considerado, se encuentra usando (6.93) una potencia radiada  $P_{ci} \simeq 48 \text{ keV/s}$ , y un tiempo característico de pérdida de energía  $\tau_{ci}$ :

$$\tau_{ci} = E_c / (dE_c/dt) = \frac{6\pi\epsilon_0 c^5 m_e^5 \gamma - 1}{e^4 B^2 p_\perp^2} \simeq 5 \text{ s} \quad (6.94)$$

Aunque, evidentemente, las pérdidas de energía debido a radiación ciclotrónica son mucho mayores para estos electrones que las debidas a *bremsstrahlung*, el tiempo característico de pérdida de energía sigue siendo muy grande en comparación a  $\tau_{ECE}$ . La radiación ciclotrónica, de este modo, no afecta tampoco a la evolución de los electrones rápidos en este experimento.

## c) Colisiones:

La transferencia de energía de un electrón supratérmico al plasma debida a las colisiones con los electrones e iones del plasma, puede ser estimada usando las relaciones (6.39) y (6.40) obtenidas en la sección 6.2.1.

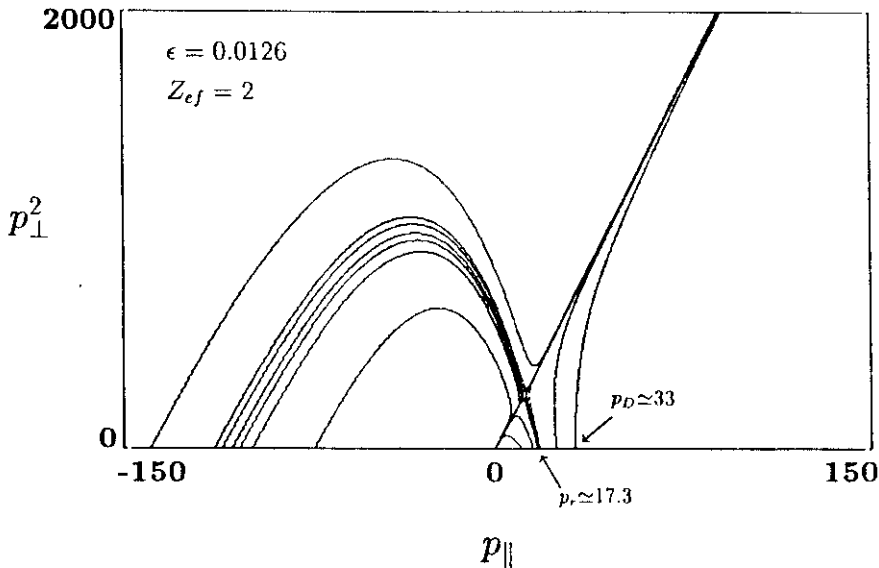
Para los parámetros del plasma en esta descarga,  $n_e \simeq 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $Z_{ef} \simeq 2$ ,  $T_e \simeq 2.5 \text{ keV}$ , y una energía del electrón *test*  $E_c = 250 \text{ keV}$ , la potencia perdida y el tiempo correspondiente de relajación colisional  $\tau_{col}$ , están dados por:

$$\begin{aligned} \frac{dE_c}{dt} &= \frac{n_e e^4 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_e^2 c^3} \frac{\gamma}{(\gamma - 1)^{3/2} (\gamma + 1)^{1/2}} E_c \simeq 7.8 \times 10^3 \text{ keV/s} \\ \tau_{col} &= \left( \frac{1}{E_c} \frac{dE_c}{dt} \right)^{-1} \simeq 32 \text{ ms} \end{aligned} \quad (6.95)$$

Comparando este resultado con los obtenidos en los apartados (a) y (b), se tiene que las pérdidas colisionales de energía son, en estas condiciones, del orden de diez mil veces mayores que las debidas a emisión de *bremsstrahlung*, y unas 160 veces mayores que las correspondientes a la radiación ciclotrónica, lo que convierte a las colisiones en el mecanismo principal de pérdida de energía de los electrones supratérmicos. Por otro lado, el tiempo estimado de relajación colisional,  $\tau_{col} \simeq 32 \text{ s}$ , es aproximadamente 1.5 veces mayor que el tiempo característico de caída de la emisión ECE no térmica en los canales del policromador,  $\tau_{ECE} \simeq 20 \text{ ms}$ , lo que significaría que las colisiones desempeñan un papel importante en la evolución observada de la señal ECE, alterando de forma significativa los valores inferidos previamente del coeficiente de difusión.

El efecto de las colisiones, sin embargo, es reducido de forma notable debido a la existencia de un campo eléctrico en el plasma. En los experimentos LHCD realizados habitualmente en JET, tan sólo una parte de la corriente es conducida de forma no inductiva, implicando la presencia de un campo eléctrico. En la descarga analizada, la corriente del plasma era  $I_\phi \simeq 3.1 \text{ MA}$ , y la potencia de *Lower Hybrid* sólo de unos 0.5 MW. En estas circunstancias, la corriente del plasma es predominantemente de tipo inductivo, con una pequeña fracción conducida por los electrones rápidos, y los cambios observados en el voltaje por vuelta del plasma y, consecuentemente, en el campo eléctrico son poco significativos respecto al caso en que LHCD no es aplicado al plasma.

El campo eléctrico acelera los electrones supratérmicos a lo largo de las líneas de campo, dando lugar a un importante aumento en el tiempo de vida del electrón. La evolución de los electrones rápidos en esta descarga, sometidos a la acción simultánea de las colisiones y el

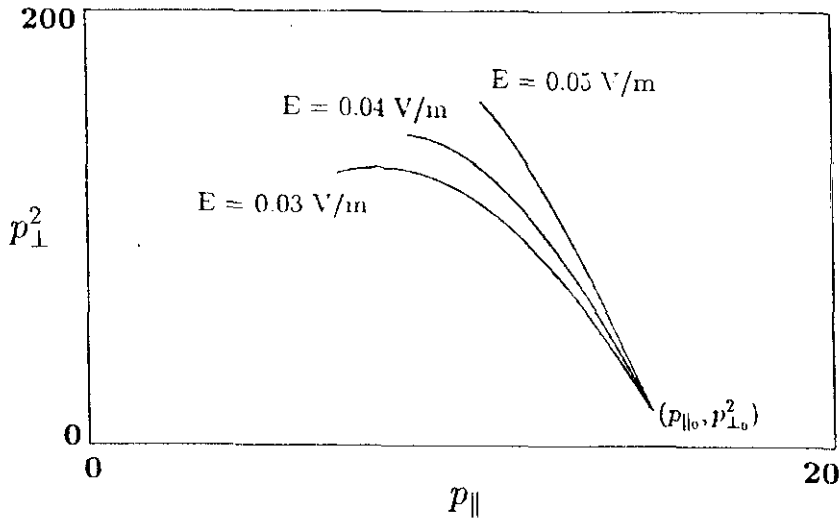


**Fig. 6.19:** Trayectorias en el espacio de momentos de un electrón test relativista colisionando con los electrones e iones del plasma en presencia de un campo eléctrico  $E$ , para las condiciones del plasma durante el experimento:  $n_e = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $Z_{ef} = 2$ ,  $T_e = 2.5 \text{ keV}$ , y  $E = 0.05 \text{ V/m}$ . Los momentos  $p_{\parallel}$  y  $p_{\perp}$  están normalizados a  $p_e = (m_e T_e)^{1/2}$ . La condición de runaway  $p_r$  y la condición Dreicer  $p_D$  son también indicadas.

campo eléctrico, ha sido estudiada usando el modelo de partícula *test* relativista descrito por las ecuaciones de relajación (6.47) y (6.48) de la sección 6.2. Los resultados de este análisis se reflejan en las figuras 6.19 y 6.20.

En Fig. 6.19 se muestra el espacio de fases de las ecuaciones de relajación para un valor típico del campo eléctrico,  $E = 0.05 \text{ V/m}$ , y las condiciones indicadas previamente del plasma durante el experimento. Las propiedades principales de las trayectorias de un electrón relativista en el espacio de momentos han sido descritas en detalle en la sección 6.2.

En Fig. 6.20 se muestran las trayectorias para los electrones de interés en este análisis, con una energía cinética inicial de 250 keV y una energía perpendicular de unos 20 keV, lo que corresponde a unas condiciones iniciales para las ecuaciones de relajación,  $p_{\parallel 0} \approx 15.26$  y  $p_{\perp 0}^2 \approx 16$ , donde  $p_{\parallel 0}$  y  $p_{\perp 0}$  designan el momento normalizado del electrón



**Fig. 6.20:** Soluciones a las ecuaciones de relajación correspondientes a los electrones de interés en la descarga analizada ( $E_c=250 \text{ keV}$ ,  $E_{\perp} \simeq 20 \text{ keV}$ ); la trayectoria del electrón es mostrada durante el intervalo característico de caída de la emisión ECE en los canales del policromador ( $\tau_{ECE} \simeq 20 \text{ ms}$ ), y para tres valores distintos del campo eléctrico compatibles con el experimento:  $E=0.03, 0.04$  y  $0.05 \text{ V/m}$ . Las condiciones del plasma son las indicadas en la figura anterior.

en dirección paralela y perpendicular al campo magnético respectivamente. La trayectoria es mostrada durante el intervalo temporal correspondiente al tiempo característico de evolución de la emisión ECE en los canales del policromador después de la inyección del pellet,  $\tau_{ECE} \simeq 20 \text{ ms}$ . Los resultados son sensibles al valor del campo eléctrico  $E$ , para el que no existe un conocimiento local preciso; la solución a las ecuaciones de relajación es mostrada para tres valores distintos de  $E$  compatibles con el experimento:  $E=0.04, 0.05$  y  $0.05 \text{ V/m}$ . Las características principales de la trayectoria del electrón son básicamente las mismas para todos los valores de  $E$ . El momento inicial del electrón,  $p_0 \simeq 15.8$ , no verifica la condición de *runaway*,  $p_0 \geq p_r$  (por ejemplo, para  $E=0.05 \text{ V/m}$ ,  $p_r \simeq 17$ , como se puede observar en Fig. 6.19) lo que significa que para tiempos suficientemente largos el electrón acaba ce-

diendo su energía al plasma y formando parte del plasma principal. El electrón, sin embargo, se encuentra lo bastante próximo a la condición de *runaway* como para que su energía cambie lentamente durante el intervalo de interés,  $\tau_{ECE}$ ; así, para  $E=0.05/m$ , la energía del electrón al final de la trayectoria (al cabo de  $20ms$ ) es  $E_c \simeq 270 keV$ , mientras que  $E_c \simeq 220 keV$  para  $E=0.04 V/m$ , y  $E_c \simeq 180 keV$  para  $E=0.03 V/m$ . En el caso menos favorable de  $E=0.03 V/m$ , el tiempo característico de pérdida de energía del electrón es todavía en el instante inicial  $\tau \sim 180 ms$ , unas 9 veces mayor que  $\tau_{ECE}$ .

Evidentemente, el análisis de la dinámica de los electrones rápidos que acabamos de presentar, basándonos en un modelo de partícula *test*, no pretende dar una descripción detallada del comportamiento de estos electrones y de su efecto sobre la emisión ECE. Al interpretar las trayectorias del electrón en término de las ecuaciones de relajación (6.47) y (6.48), debemos tener en mente que estas ecuaciones describen trayectorias promedio del electrón, en ausencia de difusión colisional en el espacio de momentos. Las separatrices del espacio de fases de las ecuaciones de relajación barren en realidad una pequeña área en el espacio de momentos, es decir, tienen una anchura no nula, lo que da lugar como una consecuencia a una relajación en la condición de *runaway* para  $p_r$ . En general, como resultado, la difusión colisional produce una disminución en el ritmo de pérdida de energía de la distribución de electrones rápidos respecto a las predicciones del modelo de partícula *test*.

Aunque no es posible determinar en detalle el efecto de la dinámica en el espacio de velocidades sobre los valores inferidos de  $D_e^{ST}$ , el análisis realizado ha permitido obtener de forma simple importante información sobre el papel de los distintos mecanismos de relajación en la dinámica de los electrones supratérmicos, y parece ser consistente en conjunto con una interpretación del experimento en términos de difusión radial.

Una estimación grosera de las correcciones máximas que podrían tener lugar sobre  $D_e^{ST}$  puede ser realizada a partir de medidas ECE y de emisión de *bremstrahlung* del tiempo de caída de estas señales cuando la potencia LHCD deja de ser acoplada al plasma, sin inducir inicialmente ningún cambio en el perfil radial de los electrones rápidos ( $\tau_{exp} \sim 40 - 60 ms$ ). Suponiendo hipotéticamente que  $\tau_{exp}$  es enteramente determinado por las pérdidas colisionales y que afecta de forma

similar a la evolución de la emisión ECE en nuestro experimento, llevaría a un tiempo de difusión radial  $\tau_d$ ,  $1/\tau_d \simeq 1/\tau_{ECE} - 1/\tau_{exp}$ , y usando  $\tau_d \propto (D_e^{ST})^{-1}$ , a un coeficiente de difusión radial  $D_e^{ST} \sim 5 - 9 \text{ m}^2/\text{s}$ . Este resultado proporciona en realidad una cota inferior al coeficiente de difusión  $D_e^{ST}$ .

## 6.4 Comparación de Resultados

Diversos experimentos han sido llevados a cabo en distintos tokamaks con el fin de estudiar la difusión radial de los electrones supratérmicos creados en diferentes condiciones (LHCD, ECRH, *runaways*...). En lo que sigue presentaremos algunos de estos experimentos.

### Difusión de Electrones Rápidos en JET después de un Colapso Diente Colapso Diente de Sierra tipo Monster [Hug-92]:

Las inestabilidades diente de sierra conocidas como *Monster* corresponden a un tipo de actividad diente de sierra en las que el colapso tiene lugar después de un largo período de tiempo libre de dientes de sierra, que puede durar varios segundos, y que se caracterizan por su gran amplitud y radio de inversión.

Dientes de sierra tipo *Monster* han sido producidos durante operación combinada con ICRH y LHCD. Los experimentos son realizados en plasmas de deuterio en configuración de limitador, con  $I_\phi \simeq 3 \text{ MA}$ ,  $B_\phi \simeq 3.1 \text{ T}$ , con una densidad  $n_e(0) \simeq 2.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  y una temperatura electrónica  $T_e(0) \simeq 8 - 10 \text{ keV}$ . La potencia de calentamiento  $P_{ICRH}$  es  $\sim 6 \text{ MW}$  y  $P_{LHCD} \simeq 1.5 \text{ MW}$ .

Los electrones rápidos generados por las ondas LH localizados cerca del radio de inversión, con energías 100-300 keV, son expulsados por el plasma siguiendo el colapso tipo *Monster*. El rápido incremento observado (en menos de 1 ms) en la emisión de luz  $H_\alpha$ , de CIII o de Bell en el borde del plasma es atribuido a la llegada de los electrones supratérmicos al limitador, y corresponde a una velocidad de difusión del orden de  $5 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ . Posteriormente,  $\sim 5 \text{ ms}$  después del colapso diente de sierra, estas señales exhiben un aumento mayor cuando los electrones térmicos alcanzan el limitador. Por otro lado, la evolución de la emisión ECE, medida mediante un radiómetro heterodino a las

frecuencias en las que hay una contribución a la señal por parte de los electrones rápidos localizados fuera del radio de inversión, muestra una estructura que dura alrededor de 0.5 ms. Esta estructura tiene lugar en el instante del colapso diente de sierra, y se superpone a la señal térmica.

Esta rápida evolución de los electrones supratérmicos es consistente con un mecanismo de difusión basado en estocasticidad magnética, aunque posiblemente dominada en este caso por las grandes fluctuaciones magnéticas generadas durante el colapso diente de sierra.

#### Experimentos de Modulación LHCD en TORE SUPRA [Mor-91]:

Experimentos de modulación de la potencia de *Lower Hybrid* han sido realizados en TORE SUPRA con el fin de investigar los mecanismos de deposición de potencia de las ondas LH y la dinámica de los electrones supratérmicos creados.

Los experimentos aquí considerados fueron realizados en descargas de helio, a un campo toroidal de 4 Teslas, con una corriente del plasma de 1.6 MA, y a una relativamente alta densidad de  $\bar{n}_e \simeq 4 \cdot 10^{19} m^{-3}$ , donde  $\bar{n}_e$  es la densidad promedio sobre una cuerda central del plasma. La frecuencia de las ondas LH es de 3.7 GHz, y  $n_{||} \simeq 1.6$ , lo que corresponde a una energía cinética de los electrones resonantes de unos 150 keV. La potencia LHCD es modulada en forma de onda cuadrada típicamente, entre 2 y 3 MW.

El diagnóstico de los electrones supratérmicos es realizado mediante medidas de emisión ECE no térmica y de emisión de *bremsstrahlung* de rayos X duros. El espectro de emisión de rayos X en estas descargas se extiende hasta una energía de 300-350 keV. Los perfiles observados de rayos X de alta energía son huecos a estas densidades indicando que la población de electrones rápidos se encuentra localizada fuera del centro del plasma y casi desaparece en la región central, en acuerdo con las condición de accesibilidad de las ondas LH.

Durante los experimentos de modulación, un fuerte calentamiento central electrónico es observado, como se deduce de medidas de emisión de rayos X blandos o de *scattering* Thomson. El tiempo de retraso  $\tau_r$  para la aparición de la fuente de calor aumenta hacia el centro del plasma, desde sólo 2 ms en el radio medio del plasma, donde la mayor

parte de los electrones supratérmicos son producidos, hasta 14 ms en el eje del plasma. Este calentamiento central no puede ser debido a electrones rápidos producidos localmente dado que su tiempo de ralentización o *slowing-down* sería mayor en las regiones centrales que fuera del eje debido a una densidad más alta del plasma y a una energía menor de los electrones como resultado de las condiciones de accesibilidad de las ondas.

Una posible explicación de esta deposición central de calor es dada en términos de transporte radial de los electrones rápidos ( $E_c > 150 \text{ keV}$ ) producidos en el radio medio del plasma y que alcanzan el centro del plasma antes de que se hayan termalizado completamente. Los tiempos característicos  $\tau_r$  anteriores corresponden a un coeficiente de difusión  $D_e^{ST} \approx (\Delta r)^2 / \tau_r$  del orden de  $10 \text{ m}^2/\text{s}$ . Otras explicaciones se basan en una mejora del confinamiento central durante LHCD o en la existencia de un flujo convectivo anómalo de calor hacia el centro del plasma.

#### Confinamiento de Electrones Runaway en ASDEX [Kwo-88]:

Las propiedades de confinamiento de los electrones *runaway* han sido analizadas en ASDEX con el objeto de elucidar la naturaleza de la turbulencia magnética.

ERs (Electrones *runaway*) son creados durante la fase inicial o *start-up* de la descarga, cuando el voltaje de *breakdown* es de 8 a 10 V. La distribución de ERs tiene una energía media de 1 MeV durante la fase estacionaria de la descarga. En esta fase, ERs se pierden de forma continua a causa del transporte turbulento.

Los ERs son detectados usando la emisión de *bremsstrahlung* de rayos X duros producida cuando estos electrones chocan con un *blanco* situado en el plano medio del plasma, unos pocos centímetros dentro de la separatriz. Durante la fase estacionaria de la descarga, la pérdida de los ERs se refleja en una caída aproximadamente exponencial de la emisión de *bremsstrahlung*, caracterizada por un tiempo característico de caída  $\tau_R$ . Este tiempo  $\tau_R$  constituye una buena medida del tiempo de confinamiento de los electrones *runaway*. En la transición del modo OH (óhmico) de la descarga al modo L mediante la inyección de haces de neutros,  $\tau_R$  decrece rápidamente. Este deterioro en el confinamiento de los ERs es acompañado por una degradación simultánea

en el tiempo de confinamiento de la energía ( $\tau_E$ ) y de las partículas del plasma térmico. La correlación entre las propiedades de confinamiento del plasma principal y de los ERs sugiere que la degradación de las propiedades de confinamiento del plasma principal es quizás debida a turbulencia magnética, evidentemente responsable del confinamiento de los ERs. En todos los casos, los electrones *runaway* presentan claramente mejores propiedades de confinamiento que los electrones térmicos del plasma.

Un modelo simple para la difusividad térmica  $\chi_e$ , basado en la hipótesis de que la turbulencia magnética constituye el mecanismo dominante de transporte, es usado para determinar la longitud de correlación radial ( $W$ ) de la turbulencia magnética a partir de la razón de  $\tau_R/\tau_E$ . El valor de  $W$  obtenido de este modo es del orden de 1 mm. Usando este resultado y el valor experimentalmente deducido de  $\chi_e$ , el nivel de fluctuación magnética radial ( $\tilde{B}_r/B_0$ ) es calculado: valores para  $\tilde{B}_r/B_0$  del orden de  $0.48 \times 10^{-4}$  y  $0.87 \times 10^{-4}$  son obtenidos para el plasma en modo OH en la superficie  $q=2$  y en el borde del plasma respectivamente, mientras que en el modo L se obtienen valores del orden de  $1.1 \times 10^{-4}$  y  $1.8 \times 10^{-4}$  respectivamente. La dependencia de  $W$  y  $\tilde{B}_r/B_0$  de los parámetros básicos del plasma es determinada semi-empíricamente a partir de las medidas de  $\tau_E$  y  $\tau_R$  en distintas condiciones del plasma. Una comparación de estos resultados con las predicciones de varias teorías de microturbulencia indica que los modos *ballooning* resistivos parecen ofrecer la interpretación más consistente de los datos experimentales.

#### Difusión de Electrones Rápidos durante LHCD en ASDEX [Bar-91]:

La difusión espacial de los electrones rápidos generados por las ondas de *Lower Hybrid* ha sido investigada en ASDEX durante experimentos de modulación de la potencia LH. Durante estos experimentos, la corriente del plasma es  $I_\phi=420$  kA, el campo toroidal  $B_\phi=2.8$  T y  $P_{LHCD}=0.9$  MW. La potencia LHCD es modulada en forma de onda cuadrada con una frecuencia de 10 Hz.

La respuesta del plasma es estudiada midiendo la emisión de *bremssstrahlung* de los electrones rápidos en un rango de energías de los fotones de 40 a 500 keV. La evolución observada de la emisión de *bremssstrah-*

*lung* es simulada usando un modelo que supone el plasma dividido en dos partes diferentes: la región en que la potencia de *Lower Hybrid* es depositada, determinada también usando medidas de emisión de *bremsstrahlung*, y la región externa. En la región de deposición, la difusión espacial no es considerada y se supone que la formación de la población de los electrones supratérmicos tiene lugar en una escala temporal más corta que el tiempo de difusión espacial. En esta región se resuelve, en cada posición radial, un modelo cinético simple para la evolución de la función de distribución, a partir del cual la densidad de electrones rápidos  $n_e^{ST}(r)$  es obtenida. Fuera de la región de deposición, la ecuación de difusión radial es resuelta para  $n_e^{ST}$ .

La emisión de *bremsstrahlung* en las distintas posiciones radiales es supuesta proporcional a la densidad de electrones supratérmicos en la misma localización radial. Los resultados de la simulación para  $n_e^{ST}(r, t)$  fuera de la región de deposición son entonces comparados con las medidas experimentales, produciendo valores del coeficiente de difusión  $D_e^{ST}$  en el rango  $D_e^{ST} = 0.3 - 0.7 \text{ m}^2/\text{s}$ .

#### Difusión de Electrones Supratérmicos durante ECRH en RTP [Sch-92]:

Estudios de la difusión radial de los electrones supratérmicos creados mediante ECRH (*Electron Cyclotron Resonance Heating*) en el tokamak RTP han sido realizados usando medidas de emisión ECE no térmica.

La potencia de calentamiento es depositada en el centro del plasma dando lugar en esta región, de forma casi instantánea, a una población de electrones rápidos de elevada energía perpendicular, en el rango de  $\sim 25 - 50 \text{ keV}$ .

La evolución de los electrones supratérmicos es analizada mediante medidas de emisión ECE en modo ordinario y segundo armónico ( $m = 2$ ). La dependencia temporal de las señales ECE es compatible con un proceso de difusión radial de estos electrones desde el centro del plasma, con una fuente central constante, y con un coeficiente de difusión  $D_e^{ST} = 0.7 \pm 0.2 \text{ m}^2/\text{s}$ .

## 6.5 Resumen y Discusión

### 6.5.1 Resumen

La evolución de los electrones supratérmicos creados durante LHCD en JET ha sido estudiada después de la inyección de un pequeño pellet de deuterio que penetraba superficialmente en el plasma.

El diagnóstico de los electrones supratérmicos es realizado usando medidas de emisión ECE en modo extraordinario a las frecuencias de un policromador de doce canales. El aumento en la intensidad de la señal ECE durante LHCD es atribuido a la emisión en tercer armónico procedente de los electrones rápidos.

Un análisis de la respuesta de la señal ECE en el instante en que el pellet es inyectado sugiere que la población de electrones rápidos es suprimida entre el borde del plasma y  $r_p$  cuando el pellet penetra en el plasma y, junto con las propiedades de transmisión de la radiación, indica que la emisión ECE no térmica en los canales del policromador está dominada por electrones en un rango de energías  $220 \leq E_c(\text{keV}) \leq 255$ .

Estas observaciones, junto con los intentos realizados de simular la evolución de la emisión ECE siguiendo la inyección del pellet usando un código 3-D de Fokker-Planck, sugieren que sólo los electrones de más alta energía se encuentran presentes en la periferia del plasma, en acuerdo con los resultados obtenidos en otros tokamaks (PLT, WT-3) en los que medidas de emisión de *bremstrahlung* indican que la energía media de la distribución de los electrones rápidos es mayor en la región externa del plasma.

La rápida evolución de la señal ECE en  $r \leq r_p$  después de la inyección del pellet es interpretada en términos de difusión radial, suponiendo que las pérdidas de energía de los electrones rápidos desempeñan un papel poco importante durante el tiempo característico de caída de la señal ECE. Los resultados de las simulaciones producen un valor del coeficiente de difusión  $D_e^{ST} = 9 - 15 \text{ m}^2/\text{s}$  en  $0.4 \leq r/a \leq 0.6$ .

Esta interpretación parece ser consistente con un análisis de los mecanismos de pérdida de energía de los electrones rápidos. Las colisiones constituyen el principal mecanismo de pérdida de energía, mientras que las pérdidas asociadas a radiación de *bremstrahlung* y a radiación ciclotrónica son despreciables. Los efectos colisionales, sin embargo,

EXP.	FUENTE	DIAGN.	ENERGIA	$D_e^{ST}$ ( $m^2/s$ )
ASDEX	<i>start-up</i>	rayos X duros	> 1 MeV	
ASDEX	LHCD	rayos X duros	40-500 keV	0.3 – 0.7
JET	LHCD	ECE (Modo-E)	220-255 keV	9 – 15
	+Pellet			
JET	LHCD	$H_\alpha$ , CIII, BeII	100-300 keV	
	+ <i>Monster</i>	ECE		
RTP	ECRH	ECE (Modo-O)	25-50 keV	0.7
TORE	LHCD	rayos X duros,	100-300 keV	10
SUPRA		ECE		

**Tabla 6.1:** Esquema de las principales características de los experimentos realizados en varios tokamaks para estudiar el transporte radial de los electrones supratérmicos. El origen o fuente de los electrones rápidos es indicado, así como el tipo de diagnóstico utilizado, el rango de energías observado, y los valores estimados del coeficiente de difusión.

son notablemente neutralizados por el campo eléctrico del plasma. La trayectoria en el espacio de momentos de los electrones rápidos, sometidos a un campo eléctrico y colisionando con los electrones e iones del plasma principal, ha sido calculada a partir de las ecuaciones de relajación de una partícula *test* relativista. Los resultados sugieren que, para valores típicos del campo eléctrico, las pérdidas de energía del electrón tienen lugar de forma suficientemente lenta. Otros mecanismos como la difusión colisional, no considerados en el modelo de partícula *test*, contribuyen a aminorar aún más los efectos de las colisiones.

Correcciones a los valores calculados de  $D_e^{ST}$ , basadas en medidas ECE y de emisión de *bremstrahlung* en otros experimentos cuando la potencia LHCD deja de estar acoplada al plasma, sugieren una cota inferior al coeficiente de difusión,  $D_e^{ST} \geq 5 - 9 m^2/s$ .

Experimentos realizados en distintos tokamaks, destinados a estudiar el transporte radial de los electrones supratérmicos, han conducido a resultados diversos. En la tabla 6.1 se muestra un resumen de las condiciones y resultados de algunos de estos experimentos.

La rápida difusión observada de los electrones rápidos después de un colapso diente de sierra tipo *Monster* en JET es compatible con

un mecanismo de difusión basado en turbulencia magnética, probablemente debido a las fuertes fluctuaciones magnéticas generadas durante el colapso diente de sierra, y el fuerte calentamiento central del plasma observado durante los experimentos de modulación de la potencia de *Lower Hybrid* en TORE SUPRA puede interpretarse como debido al transporte radial de los electrones rápidos, con un coeficiente de difusión  $D_e^{ST} \sim 10 \text{ m}^2/\text{s}$ . Por otro lado, resultados de estudios de las propiedades de confinamiento de los electrones *runaway* en ASDEX, y de la difusión radial de los electrones supratérmicos durante experimentos de modulación de la potencia LH en ASDEX, y durante ECRH central en RTP, son consistentes con un tiempo de confinamiento de los electrones rápidos 5-10 veces mayor que el tiempo de confinamiento de la energía del plasma principal, y con un coeficiente de difusión  $D_e^{ST} \sim 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ .

### 6.5.2 Discusión

En la sección 6.3 de este capítulo se ha descrito un experimento para determinar el coeficiente de difusión radial  $D_e^{ST}$  de los electrones supratérmicos durante LHCD en JET. Los resultados obtenidos sugieren que el transporte de estos electrones tiene lugar más rápidamente que el transporte de energía del plasma principal: los valores estimados de  $D_e^{ST}$  ( $\sim 9 - 15 \text{ m}^2/\text{s}$ ) son superiores tanto a las estimaciones de la difusividad térmica ( $\chi_e$ ) realizadas a partir del tiempo de confinamiento global de la energía o de cálculos de balance de potencia ( $\sim 1.5 \text{ m}^2/\text{s}$ ), como a los valores calculados de  $\chi_e$  usando la técnica de inyección de pellets (ver capítulo 4) en un plasma óhmico en condiciones similares ( $\chi_e \sim 4 \text{ m}^2/\text{s}$ ).

El transporte de electrones supratérmicos y el transporte de calor electrónico, frente al transporte de masa o partículas ( $D_e$ ), no están sujetos a campos eléctricos ambipolares que frenan a los electrones si intentan difundirse más rápidamente que los iones del plasma principal. De este modo, si un fenómeno microscópico es responsable de ambos procesos de transporte, uno esperaría que existiera una relación específica entre ambos coeficientes de transporte, y que esta relación fuera significativa de las propiedades de dicho fenómeno.

Existe, naturalmente, la posibilidad de que el transporte de calor

sea descrito mediante proceso un microturbulento mientras que el transporte de los electrones supratérmicos sea descrito por un segundo proceso microturbulento. Los campos eléctricos y magnéticos fluctuantes asociados a la microturbulencia producen fluctuaciones en la velocidad radial del electrón ( $\tilde{v}_r$ ) dando lugar a transporte de energía y partículas a través de las líneas de campo. Estas fluctuaciones de la velocidad radial pueden escribirse:

$$\tilde{v}_r \cong \frac{\tilde{E}_\theta}{B_0} + \frac{v_{\parallel} \tilde{B}_r}{B_0} \quad (6.96)$$

donde el subíndice  $\theta$  designa la componente poloidal,  $r$  la componente radial y  $v_{\parallel}$  la velocidad de la partícula a lo largo del campo magnético sin perturbar  $B_0$ . Así, para un nivel dado de las fluctuaciones  $\tilde{E}_\theta$  y  $\tilde{B}_r$ , las perturbaciones radiales de la velocidad pueden estar dominadas a baja energía por las fluctuaciones del campo eléctrico  $\tilde{E}_\theta$ , mientras que a alta energía, cuando la velocidad paralela del electrón es suficientemente grande,  $\tilde{v}_r$  puede estar dominada por las perturbaciones radiales del campo magnético,  $\tilde{B}_r$ . Esta imagen, evidentemente, es muy simple, pero ilustra cómo distintos tipos de microturbulencia pueden dominar en diferentes rangos de energías; por otro lado, sugiere que los altos valores medidos del coeficiente de difusión de los electrones supratérmicos en relación al transporte de los electrones térmicos sólo pueden ser explicados si se recurre a la turbulencia magnética como fenómeno responsable de las propiedades de confinamiento de estos electrones.

En JET, medidas simultáneas del transporte de calor y partículas ( $\chi_e$  y  $D_e$ ) sugieren que la estocasticidad micromagnética es el mecanismo dominante de transporte de los electrones térmicos del plasma, como se mostró en el capítulo 4; de este modo, los resultados del análisis de las propiedades de transporte de los electrones térmicos y de los electrones supratérmicos parecen indicar que la microturbulencia magnética constituye en ambos casos la causa principal del transporte electrónico en la región central del plasma.

Esta imagen es consistente con la discusión realizada en la sección 6.2.1, en la que se investigó qué tipo de dependencia cabría esperar del coeficiente de difusión de un electrón *test* no colisional como función de su energía, suponiendo en un caso que el transporte es dominado por fluctuaciones de tipo electrostático, y en el otro, que el transporte es dominado por campos magnéticos estocásticos. Este coeficiente de

difusión puede ser identificado en el rango de energías de los electrones térmicos con el coeficiente de transporte de calor, y a altas energías con el coeficiente de difusión de los electrones supratérmicos. Los resultados de este análisis quedaron reflejados en Fig. 6.7; las perturbaciones de tipo electrostático no son capaces de explicar simultáneamente las diferencias entre los valores estimados de la difusividad térmica  $\chi_e$  y del coeficiente de difusión  $D_e^{ST}$  de los electrones supratérmicos, y sólo perturbaciones predominantemente de carácter magnético parecen sugerir una explicación coherente de los valores observados de  $D_e^{ST}$ .

Una tarea más complicada es obtener a partir de estos resultados una información precisa sobre la estructura de la turbulencia magnética subyacente. En lo que sigue supondremos, como parecen apuntar los resultados experimentales, que la estocasticidad micromagnética es la causa principal del transporte, tanto en el caso de los electrones térmicos como de los electrones supratérmicos, y que el mismo tipo de turbulencia magnética es dominante en ambos casos.

Los modelos de difusión de partícula *test* no colisional en campos magnéticos estocásticos (ver sección 6.2.1) predicen un coeficiente de difusión:

$$D \sim D_M v_{\parallel} \quad (6.97)$$

donde  $D_M$  es la difusividad de las líneas de campo, cuyo valor depende de parámetros característicos de la turbulencia y del régimen en que ésta se encuentre (cuasi-lineal o de turbulencia fuerte). La razón predicha por estos modelos de la difusividad de los electrones rápidos ( $D_e^{ST}$ ) a la difusividad térmica del plasma ( $\chi_e$ ) es, por tanto, del orden de la razón de las velocidades paralelas correspondientes,  $D_e^{ST}/\chi_e \sim v_{\parallel,ST}/v_{\parallel,th}$ . En el experimento considerado,  $v_{\parallel,ST}/v_{\parallel,th} \sim 10$ , mientras que la razón de las difusividades, dentro de los márgenes de incertidumbre de  $D_e^{ST}$  y  $\chi_e$  se encuentra en el intervalo  $\sim 2.2 - 10$ . La posibilidad de que  $D_e^{ST}/\chi_e$  sea menor, e incluso significativamente menor, que la razón de las velocidades es fácilmente comprensible si se tienen cuenta efectos de radio finito de giro y de deriva de la órbita de los electrones rápidos, no considerados por estos modelos. Como consecuencia, el electrón no sigue exactamente las líneas de campo, sino que efectúa un promedio sobre las perturbaciones magnéticas; si la magnitud del radio de giro y/o del desplazamiento de la orbita de deriva es mayor o del orden de la

longitud de correlación radial  $W$  de la turbulencia<sup>9</sup>, el acoplamiento del electrón a la turbulencia es notablemente reducido, y el coeficiente de difusión  $D_e^{ST}$  puede disminuir de forma apreciable respecto a las predicciones de los modelos anteriores.

El radio de giro,  $\rho_e$ , y el desplazamiento de la órbita de deriva,  $d_r$ , pueden ser estimados a partir de las relaciones:

$$\rho_e \simeq \frac{v_{\perp}}{\omega_{ce}} = \frac{m_e \gamma v_{\perp}}{eB} \quad (6.98)$$

$$d_r \simeq m_e \gamma \frac{\frac{1}{2}v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2}{eB_{\theta}v_{\parallel}} \frac{r}{R} \quad (6.99)$$

donde  $B_{\theta}$  es el campo magnético poloidal,  $B$  el campo magnético total y  $v_{\parallel}$ ,  $v_{\perp}$ , la velocidad del electrón paralela y perpendicular al campo  $B$  respectivamente. En este caso, usando  $E_c \simeq 250 \text{ keV}$  y  $E_{\perp} \simeq 20 \text{ keV}$ , se obtiene  $\rho_e \simeq 0.2 \text{ mm}$  y  $d_r \simeq 0.8 \text{ mm}$ . Este desplazamiento  $d_r$  de la órbita del electrón se encuentra dentro del rango típico de valores (del orden de milímetros) que se puede esperar de la longitud de correlación  $W$  de la turbulencia, de modo que es probable que la difusión de los electrones rápidos inducida por campos magnéticos estocásticos pueda verse afectada por este hecho.

Kwon et al. [Kwo-88] elaboraron una teoría simple para la difusividad  $D$  de los electrones en campos magnéticos estocásticos que tiene en cuenta los efectos de deriva de la órbita del electrón; usando este modelo, y a partir de la razón determinada experimentalmente  $D_e^{ST}/\chi_e$ , es posible llevar a cabo una estimación de la longitud de correlación radial ( $W$ ) de la turbulencia magnética. Por simplicidad, se supone que tanto los electrones rápidos como los electrones supratérmicos se encuentran en el régimen cuasi-lineal (o de turbulencia débil). La turbulencia es caracterizada por una función de estructura radial  $S_{\vec{k}}(x/W)$ , supuesta por sencillez de tipo *gaussiano*, donde  $x$  representa el desplazamiento radial respecto a la superficie racional en torno a la que la microturbulencia es excitada. El coeficiente de difusión  $D$  de electrones con una

<sup>9</sup>La longitud de correlación radial de la turbulencia será designada a partir de ahora por  $W$ , en lugar de la notación  $\delta_{\perp}$  usada en la sección 6.2.1.

velocidad paralela  $v_{\parallel}$  es entonces estimado usando:

$$D \simeq D_M v_{\parallel} S_{\bar{k}} \left( \frac{L_s v_d}{W v_{\parallel}} \right) \simeq D_M v_{\parallel} S_{\bar{k}} \left( \frac{d_r}{W} \right) \quad (6.100)$$

donde  $v_d$  designa la velocidad de deriva del electrón,  $L_s = Rq/\hat{s}$  es la longitud de *shear* y  $\hat{s} = r q'/q$  ( $q' = dq/dr$ ) el denominado parámetro de *shear*, siendo  $q$  el factor de seguridad. La difusividad magnética  $D_M$  está dada en esta aproximación por  $D_M = L_{\parallel} b_0^2$ , donde  $L_{\parallel}$  es la longitud de correlación paralela de la turbulencia y  $b_0 = \hat{B}_r/B_0$ . Para los electrones térmicos  $d_r \ll W$ , y por tanto  $\chi_e \equiv D \simeq D_M v_{\parallel}$ . La longitud de correlación  $W$  puede entonces ser calculada comparando  $\chi_e$  y  $D_e^{ST}$ ; a partir de Ec. (6.100), se obtiene:

$$\frac{D_e^{ST}}{\chi_e} = \frac{v_{\parallel,ST}}{v_{\parallel,th}} S_{\bar{k}} \left( \frac{L_s v_{d,ST}}{W v_{\parallel,ST}} \right) \simeq \frac{v_{\parallel,ST}}{v_{\parallel,th}} S_{\bar{k}} \left( \frac{d_r}{W} \right) \quad (6.101)$$

Sin el término  $S_{\bar{k}}$ , Ec. (6.101) predeciría  $\chi_e \ll D_e^{ST}$ , como en el caso de los modelos simples antes explicados. Sin embargo, debido a la deriva radial de los electrones rápidos, el valor de  $d_r/W$  puede llegar a hacerse suficientemente grande como para reducir de forma significativa el valor de  $S_{\bar{k}}(d_r/W)$  y, por tanto el valor de la razón  $D_e^{ST}/\chi_e$ .

Suponiendo que  $S_{\bar{k}}$  es *gaussiana*, la ecuación (6.101) es resuelta, produciendo:

$$W = L_s \frac{v_{d,ST}}{v_{\parallel,ST}} \ln^{-1/2} \left( \frac{v_{\parallel,ST} \chi_e}{v_{\parallel,th} D_e^{ST}} \right) \simeq d_r \ln^{-1/2} \left( \frac{v_{\parallel,ST} \chi_e}{v_{\parallel,th} D_e^{ST}} \right) \quad (6.102)$$

Para las condiciones del experimento considerado, y usando los valores obtenidos de  $\chi_e$  y  $D_e^{ST}$ , se tiene a partir de la relación anterior que  $W \sim 0.7 - 5 \text{ mm}$ , donde la incertidumbre en los valores estimados de  $W$  procede de la incertidumbre en los coeficientes de transporte  $\chi_e$  y  $D_e^{ST}$ . En cualquier caso, los valores obtenidos de  $W$  son consistentes con la idea de que  $W$  está asociada a microturbulencia.

Por otra parte, el nivel de las fluctuaciones magnéticas radiales ( $b_0$ ) podría ser calculado a partir de  $\chi_e$ , empleando la relación  $\chi_e \simeq L_{\parallel} b_0^2 v_{\parallel,th}$ . Sin embargo, la determinación de  $L_{\parallel}$  no es sencilla y depende del conocimiento de un cierto número de parámetros sobre los que sería

de desear una información más precisa, entre los que se encuentran la misma longitud de correlación radial  $W$ , o el número de modo poloidal,  $m$ , característico de la turbulencia. Así, por ejemplo, de acuerdo a [Kwo-88]:

$$L_{\parallel} \simeq \frac{\pi L_s}{k_{\theta} W_I} \quad (6.103)$$

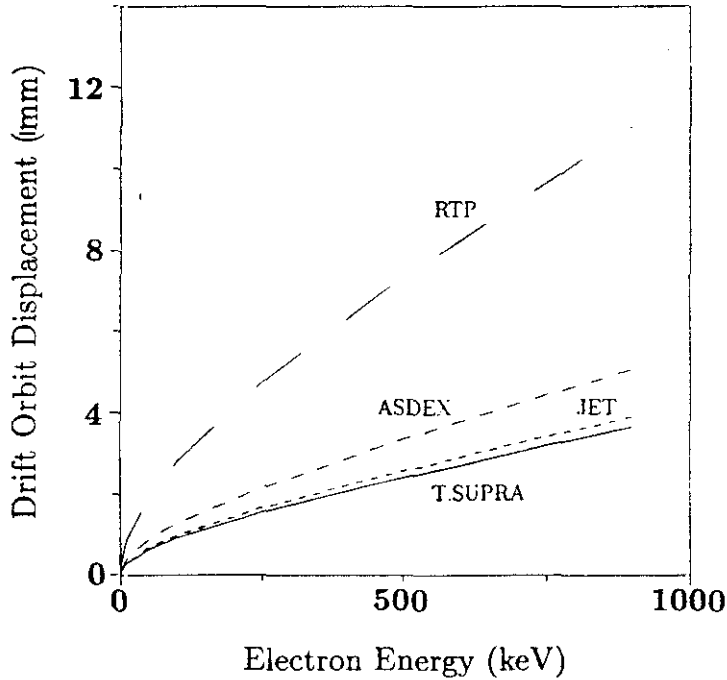
donde  $k_{\theta} = m/r$ , y  $W_I$  es un factor de normalización de la función de estructura radial  $S_{\vec{k}}$ , tal que:

$$\frac{1}{W_I} \int dx S_{\vec{k}} \left( \frac{x}{W} \right) = 1 \quad (6.104)$$

No obstante, con el objeto de obtener una idea aproximada de  $b_0$ , podemos emplear una estimación grosera [Rec-78],  $L_{\parallel} \sim \pi R$  y, por tanto,  $\chi_e \sim \pi R b_0^2 v_{\parallel, th}$ , lo que conduce a  $b_0 \sim 10^{-4}$ . Es importante notar que incluso muy débiles fluctuaciones magnéticas radiales pueden inducir un transporte anómalo significativo.

Otro punto interesante es el relativo a los distintos valores observados del coeficiente de difusión de los electrones supratérmicos en diferentes tokamaks. Los altos valores estimados de  $D_e^{ST}$  en JET y TORE SUPRA contrastan con los obtenidos en ASDEX y RTP, como se refleja en la tabla 6.1. Una posible explicación, suponiendo que el mismo tipo fenómeno microturbulento es dominante en todos los casos, es sugerida en términos de efectos de deriva de la órbita del electrón, como se ilustra en Fig. 6.21.

En esta figura, a modo de ejemplo, se muestra para estos cuatro tokamaks el desplazamiento  $d_r$  de la órbita de deriva del electrón en  $r=a$  como función de su energía, suponiendo en todos los casos que  $v_{\parallel} \gg v_{\perp}$ . Los resultados indican claramente que el desplazamiento de la órbita de deriva es más importante, para electrones de la misma energía, en RTP y ASDEX que en TORE SUPRA y JET, en los que las dos curvas se encuentran próximas entre sí. Estas diferencias son aún mayores si se considera que en los experimentos realizados en ASDEX la energía de los electrones rápidos (típicamente  $T_{\parallel} \simeq 400 \text{ keV}$  durante LHCD, y  $E_c > 1 \text{ MeV}$  para los electrones *runaway*) es mayor que en los experimentos llevados a cabo en JET y TORE SUPRA ( $E_c \simeq 250$  y  $150 \text{ keV}$  respectivamente) en los que, por otra parte, las medidas son realizadas en la región central del plasma, donde la deriva del electrón



**Fig. 6.21:** Desplazamiento de la órbita de deriva del electrón como función de su energía para varios tokamaks. La deriva de la órbita,  $d_r$ , es calculada en  $r=a$  suponiendo que  $v_{\parallel} \gg v_{\perp}$ .

es menor. En el experimento realizado en RTP (en donde los efectos de deriva son más importantes) el desplazamiento de la órbita del electrón es mayor que en JET y TORE SUPRA incluso si se tiene en cuenta que la energía máxima de los electrones rápidos es de unos 50 keV, bastante inferior que en los otros dos tokamaks; en RTP, por otra parte, en contraste con los otros experimentos, la energía de los electrones supratérmicos (creados durante ECRH) es predominantemente de tipo perpendicular, lo que hace aún mayores los efectos de deriva, como puede inferirse de la ecuación (6.99).

La deriva del electrón, como se ha explicado anteriormente, disminuye el acoplamiento de éste a la turbulencia y da lugar, de este modo, a una reducción en las pérdidas por difusión asociadas con la turbulencia. En este sentido, las diferencias observadas en el coeficiente de

difusión de los electrones rápidos entre los distintos experimentos parecen ser consistentes, al menos de forma cualitativa, con las propiedades de deriva de los electrones en dichos experimentos; en ASDEX y RTP, donde los efectos de deriva son claramente más importantes, los valores de  $D_e^{ST}$  disminuyen de forma apreciable respecto a los valores obtenidos en JET y TORE SUPRA. Una justificación cuantitativa completa requeriría conocer en cada caso, y con suficiente precisión, la estructura de la turbulencia (en particular la longitud de correlación  $W$ ) lo que permitiría evaluar de forma más adecuada los efectos de la deriva  $d_r$  sobre  $D_e^{ST}$ .

Es importante, sin embargo, tener en mente que no es posible obtener a partir de estos datos conclusiones definitivas sobre la naturaleza de la turbulencia, lo que requiere una información mucho más precisa sobre los coeficientes de transporte y sobre diversos aspectos de la turbulencia que la que se encontraba disponible en este caso. Un mayor número de experimentos y con mejores capacidades de diagnóstico son necesarios; experimentos de modulación y cálculos detallados de balance de potencia de la población de electrones rápidos pueden ser especialmente útiles para contrastar la validez de los resultados obtenidos. En este sentido, es particularmente interesante analizar si, como sucede en el caso de los electrones térmicos del plasma, existen diferencias importantes entre los resultados obtenidos en experimentos de tipo perturbativo (como el descrito en este capítulo) y los resultados de cálculos de balance de potencia, junto con sus implicaciones sobre las propiedades de transporte de los electrones supratérmicos. Finalmente, un estudio de las propiedades de confinamiento de los electrones supratérmicos como función de su energía, y de su dependencia de los parámetros del plasma puede ser de gran utilidad para determinar la naturaleza y características principales de los mecanismos microturbulentos dominantes.



# Bibliografía

- [Bar-91] Barbato, E., Bartiromo, L., Gabellieri, A., Tuccillo, A., en *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 18th Europ. Conf. Berlín, 1991)*, Vol. 15C, Part III, European Physical Society (1991) 417.
- [Boy-69] Boyd, T.J.M., Sanderson, J.J., *Plasma Dynamics*, Thomas Nelson and Sons Ltd., London, 1969.
- [Con-75] Connor, J.W., Hastie, R.J., *Nucl. Fusion* **15** (1975) 415.
- [Cor-84] Cordey, J.G., *Plasma Phys. Controll. Fusion* **26** (1984) 123.
- [Cha-89] Challis, C.D., Cordey, J.G., Hammen, H., *Nucl. Fusion* **29** (1989) 563.
- [Dre-60] Dreicer, H., *Phys. Rev.* **117** (1960) 329.
- [Fis-78] Fisch, N.J., *Phys. Rev. Lett.* **41** (1978) 873.
- [Fis-81] Fisch, N.J., *Phys. Rev. A* **24(6)** (1981) 3245.
- [Fis-87] Fisch, N.J., *Rev. Mod. Phys.* **59(1)** (1987) 175.
- [Fro-91] Froissard, P., Brusati, M., Adams, J., et al., en *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 18th Europ. Conf. Berlín, 1991)*, Vol. 15D, Part III, European Physical Society (1991) 389.

- [Fro-92] Froissard, P., *Mesure du Rayonnement entre 100 et 300 keV produit par Emission Bremsstrahlung des Electrons Suprathermiques crees pendant la Generation de Courant par Onde Hybride basse dans le Tokamak JET*, Tesis Doctoral, Universidad de Provenza (Abril 1992).
- [Fuc-85] Fuchs, V., Cairns, R.A., Shoucri, M.M., Hizanidis, K., Bers, A., *Phys. Fluids* **28** (1985) 3619.
- [Fuc-86] Fuchs, V., Cairns, R.A., Lashmore-Davies, C.N., Shoucri, M.M., *Phys. Fluids* **29** (1986) 2931.
- [Goe-86] von Goeler, S., Stevens, J., Bernabei, M., et al., *Rev. Sci. Instr.* **57(8)** (1986) 2130.
- [Gon-91] Gondhalekar, A., Martín Solís, J.R., Bartlett, D., et al., 33rd Meeting of American Physical Society, Division of Plasma Physics, en *Bull. Am. Phys. Soc.* **36**, Tampa, Florida (1991) 2367; Rep. **JET-IR(91)11**, Jet Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire (1991).
- [Gon-92] Gondhalekar, A., Bartlett, D., Lomas, P., Martín Solís, J.R., O'Brien, M., en *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 19th Europ. Conf. Innsbruck, 1992)*, Vol. 16D, Part I, European Physical Society (1992) 389.
- [Hei-54] Heitler, W., *The quantum theory of radiation*, Oxford, Clarendon Press, 3ª Edición, 1954.
- [Hug-92] Hugon, M., Bartlett, D., Brusati, M., et al., en *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 19th Europ. Conf. Innsbruck, 1992)*, Vol. 16D, Part I. European Physical Society (1992).
- [Jac-91] Jacquinet, J., *Plasma Phys. Controll. Fusion* **33** (1991) 1657.
- [Kad-79] Kadomtsev, B.B., Pogutse, O.P., en *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 7th Int. Conf. Vienna, 1978)*, Vol. 1, IAEA, Vienna (1979) 649.
- [Kar-79] Karney, C.F.F., Fisch, N.J., *Phys. Fluids* **22** (1979) 1817.

- [Kar-85] Karney, C.F.F., 3<sup>rd</sup> European Workshop on Problems in the Numerical Modeling of Plasmas, Varenna, Italy, 10-13 Septiembre, 1985; Princeton Plasma Physics Laboratory Report PPPL-2290 (1985).
- [Kwo-88] Kwon, O.J., Diamond, P.H., Wagner, F., Fussmann, G., et al. Nucl. Fusion **28** (1988) 1931.
- [Luc-88] Luce, T.C., Efthimion, P.C., Fisch, N.J., Rev. Sci. Instr. **59**(8) (1988) 1593.
- [McK-91] McKenzie, J.S., O'Brien, M.R., Cox, M., Comp. Phys. Commun. **66** (1991) 194.
- [Miy-80] Miyamoto, K., Plasma Physics for Nuclear Fusion, The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, and London, England, 1980.
- [Mor-91] Moreau, D., 18th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics and Plasma Physics, Berlín, Alemania, 3-7 Junio, 1991.
- [Mos-75] Mosher, D., Phys. Fluids **18** (1975) 846.
- [Myn-79] Mynick, H.E., Krommes, J.A., Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1506.
- [Myn-81] Mynick, H.E., Strachan, J.D., Phys. Fluids **24** (1981) 695.
- [Ogu-91] Ogura, K., Tanaka, H., Ide, S., et al., Nucl. Fusion **31** (1991) 1015.
- [Ohk-70] Ohkawa, T., Nucl. Fusion **10** (1970) 185.
- [Ott-91] Ottaviani, M., Comunicación Privada, Jet Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire (1991).
- [Peg-90] Pégourié, B., Peysson, Y., en Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 17th Europ. Conf. Amsterdam, 1990), Vol. 14B, Part III, European Physical Society (1990) 1227.
- [Rax-89] Rax, J.M., Moreau, D., Nucl. Fusion **29** (1989) 1751.
- [Rec-78] Rechester, A.B., Rosenbluth, M.N., Phys. Rev. Lett. **40** (1978) 38.

- [Ros-66] Rosenbluth, M.N., Sagdeev, R.Z., Taylor, J.B., Zaslavskii, G.M., *Nucl. Fusion* **6** (1966) 297.
- [Sch-91] Schokker, B.C., Jaspers, R.J.E., Lopes Cardozo, et al., en *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 18th Europ. Conf. Berlin, 1991)*, Vol. 15C, Part I, European Physical Society (1991) 125.
- [Sta-82] Start, D.F.H., Ainsworth, N., Cordey, J.G., et al., *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 624.
- [Sta-90] Start, D.F.H., Bartlett, D.V., Bhatnagar, V.P., et al., *Nucl. Fusion* **30** (1990) 2170.
- [Ste-85] Stevens, Von Goeler, S., Bernabei, S., et al., *Nucl. Fusion* **25** (1985) 1529.
- [Tan-92] Tanzi, C.P., *Measurement and Interpretation of Non-thermal Electron Cyclotron Emission in Current Drive Regimes in the JET Tokamak*, Corso di Laurea in Fisica, Università degli Studi di Milano (Febrero 1992); Rep. **JET-IR(92)06**, Jet Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire (1992).
- [Tho-52] Thonemann, P.C., Cowhig, W.T., Davenport, D.P., *Nature* **5** (1952) 34.
- [Tru-65] Trubnikov, B.A., en *Reviews of Plasma Physics* (Leontovich, M.A., Ed.), Vol. 1, Consultants Bureau, New York (1965) 105.

III

**Conclusión**



# Capítulo 7

## Conclusiones

En esta memoria se ha llevado a cabo un estudio de los procesos de transporte en el tokamak JET mediante una técnica transitoria basada en la inyección de un pequeño pellet de deuterio en el plasma. La inyección de pequeños pellets que no producen cambios importantes en el plasma da lugar a la perturbación simultánea de diversos parámetros del mismo, a partir de cuya evolución es posible extraer los correspondientes coeficientes de transporte. Exponemos a continuación las conclusiones más importantes de este estudio.

- En el cuarto capítulo se ha analizado la propagación hacia el centro del plasma de las perturbaciones producidas por el pellet en los perfiles de temperatura y densidad electrónica. Las variaciones locales de temperatura y densidad son medidas mediante un polícromador ECE y un interferómetro de infrarrojo lejano respectivamente. Los coeficientes de difusión de calor y densidad electrónica,  $\chi_e$  y  $D_e$ , y su razón  $\chi_e/D_e$ , han sido obtenidos simultáneamente y en la misma región espacial ( $0.1 \leq r/a \leq 0.5$ ) en diferentes regímenes de confinamiento. El análisis es realizado suponiendo que no existe acoplamiento entre el transporte de calor y partículas, usando en ambos casos un modelo difusivo con fuentes. Los resultados más importantes de este análisis son:
  - los valores deducidos de  $\chi_e$  y  $D_e$  no parecen exhibir una dependencia específica del régimen de confinamiento o de la potencia adicional de calentamiento.

- el coeficiente de difusión de calor obtenido usando esta técnica es mayor en un factor 2-7 que la difusividad de calor inferida para las mismas descargas a partir análisis local de balance de potencia ( $\chi_e^{bp}$ ). Este resultado demuestra que el flujo de calor electrónico no es simplemente proporcional al gradiente de temperatura; la difusividad de calor en estado estacionario debe ser una función creciente del gradiente de temperatura. En JET esta observación es interpretada frecuentemente como una evidencia para la existencia de un flujo *pinch* de calor, no difusivo, contribuyendo al flujo de calor electrónico.
  
- la difusividad de calor es en todos los casos mucho mayor que el coeficiente de difusión de partículas, aproximadamente en orden de magnitud. El valor promedio de  $\chi_e/D_e$  en las descargas analizadas es igual a  $12 \pm 8$  en  $r/a=0.5$ . Este resultado, como el anterior, es válido para todos los casos considerados, independiente del régimen de confinamiento del plasma. El alto valor de la razón  $\chi_e/D_e$  sugiere que la turbulencia electrostática, para la que  $\chi_e/D_e \sim 1 - 3$ , no es el mecanismo dominante de transporte, y que es la estocasticidad micromagnética el principal candidato para poder explicar el transporte anómalo observado en la región central del plasma en JET. El intrínsecamente mejor confinamiento de partículas que de energía sugerido por este resultado puede suponer una importante barrera para un futuro reactor. Sin embargo, es importante hacer notar que, como se ha mostrado en el caso de  $\chi_e$ , los valores calculados de las difusividades usando un método perturbativo pueden ser muy diferentes de sus valores estacionarios, por lo que debe ponerse cierto cuidado a la de considerar el valor deducido de  $\chi_e/D_e$  como representativo de su valor estacionario. Estrictamente, sólo se puede concluir que cualquier modelo de transporte que no prediga los altos valores de la razón  $(\chi_e/D_e)^{pert}$  estimados, como en este caso, de forma perturbativa, debe ser desechado.

- los resultados anteriores están en acuerdo con los obtenidos usando otras técnicas perturbativas en JET (colapso diente de sierra, modulación de la potencia ICRH) y no son de este modo un *artefacto* propio de las perturbaciones inducidas por el pellet en el plasma, sino que deben responder a aspectos fundamentales del transporte en el plasma.

Un modelo acoplado de la evolución de la temperatura y densidad, que tiene en cuenta de forma explícita la evolución de la densidad en la ecuación de transporte de calor, ha sido también considerado. Los resultados de este modelo coinciden con los obtenidos en el caso no acoplado durante los intervalos característicos de análisis de la evolución de la temperatura. Para intervalos de tiempo mayores las predicciones de ambos modelos se separan: la evolución de la temperatura es también determinada por  $D_e$ . Estas observaciones sugieren que medidas de la evolución de la temperatura electrónica durante un intervalo temporal suficientemente largo después del pellet pueden ser empleadas para obtener simultáneamente  $\chi_e$  y  $D_e$ .

- En el Capítulo 5 se han presentado investigaciones preliminares relativas a otras posibilidades que la técnica de inyección de pellets ofrece para los estudios de transporte como complemento a los análisis de transporte electrónico en el interior del plasma. Dos aspectos distintos han sido considerados: el transporte de calor iónico en la región central del plasma, y el transporte electrónico en el borde del plasma.
  - el transporte de calor iónico<sup>1</sup> en la región central del plasma ha sido estudiado en una descarga en modo H a partir de la evolución de la perturbación del perfil de emisividad de neutrones medido mediante un monitor multi-canal después de la inyección del pellet. La evolución de la emisión integrada de línea a lo largo de las cuerdas verticales del monitor es

---

<sup>1</sup>Esta parte del capítulo describe el trabajo desarrollado por Cheetham et al. en Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 12th Int. Conf. Nice, 1988), Vol. 1, IAEA, Vienna (1989) 483.

de carácter difusivo, y es simulada usando un modelo difusivo con fuentes, similar al empleado para el transporte de calor electrónico. Los resultados sugieren una difusividad  $\chi_i$ ,  $0.3 < \chi_i/\chi_e < 1$ .

- la propagación hacia el borde del plasma de las perturbaciones de temperatura y densidad inducidas por un pellet de deuterio al entrar en el plasma ha sido analizada con el objeto de estudiar el transporte de calor y densidad electrónica en esta región ( $r/a > 0.8$ ). Medidas de la evolución de la temperatura y densidad electrónica en  $r=a$  después de la inyección del pellet han sido obtenidas mediante sondas de Langmuir con este propósito. Las medidas realizadas en una descarga óhmica sugieren que las perturbaciones viajan hacia el borde del plasma con velocidades similares, por lo que un análisis acoplado de la evolución de la temperatura y densidad ha sido realizado. El valor estimado de  $\bar{\chi}_e/\bar{D}_e$  (donde el símbolo  $\bar{\phantom{x}}$  designa un valor promedio entre  $r_p$  y  $r=a$ ) es relativamente pequeño,  $\bar{\chi}_e/\bar{D}_e \sim 2$ . En la descarga analizada, sin embargo, el pellet penetra profundamente en el plasma, induciendo fuertes cambios en el mismo, de modo que los resultados no son significativos de un plasma en estado estacionario. Pellets que penetren superficialmente ( $r/a > 0.7$ ) y perturben débilmente el plasma son necesarios.
- En el Capítulo 6 se analizan las propiedades de difusión de los electrones supratérmicos creados durando LHCD en JET, a partir de la evolución de las perturbaciones inducidas en esta población de electrones por la inyección de un pequeño pellet de deuterio. El diagnóstico de los electrones supratérmicos es realizado usando medidas de emisión ECE no térmica en modo extraordinario, obtenidas mediante un policromador ECE de doce canales. Un modelo de partícula *test* relativista ha sido elaborado para analizar en el experimento considerado las pérdidas de momento y energía de los electrones supratérmicos como consecuencia de las colisiones con los electrones e iones del plasma, y sometidos simultáneamente a la acción del campo eléctrico toroidal; los resultados de este análisis indican que, durante el tiempo carac-

terístico de evolución de la señal ECE después de la inyección del pellet, las pérdidas de energía de los electrones supratérmicos tienen lugar de forma suficientemente lenta y que, por tanto, la evolución observada de la emisión ECE no térmica puede interpretarse esencialmente en términos de de difusión radial de los electrones supratérmicos, como sugieren las observaciones experimentales. Los principales resultados del análisis de la difusión radial de los electrones supratérmicos son:

- el transporte radial de los electrones supratérmicos tiene lugar más rápidamente que el transporte de energía del plasma principal: los valores estimados del coeficiente de difusión de los electrones supratérmicos son mayores (al menos por un factor 2) que los obtenidos para el coeficiente de difusión de calor  $\chi_e$  en plasmas en condiciones similares tanto a partir de cálculos de balance de potencia como usando técnicas perturbativas. Este resultado sugiere que la turbulencia magnética es el mecanismo responsable de la difusión radial de los electrones supratérmicos.
- los experimentos realizados en distintos tokamaks con el objeto de estudiar el transporte radial de los electrones supratérmicos conducen a resultados diversos. Las diferencias entre estos experimentos pueden ser explicadas<sup>2</sup>, al menos de forma cualitativa, en términos de efectos de deriva de la órbita del electrón, que reducen el acoplamiento de éste a la turbulencia magnética.

El análisis de la difusión radial de los electrones supratérmicos abre una atractiva área de de investigación dentro de los estudios de transporte en tokamaks, ya que puede permitir la determinación de la naturaleza de la turbulencia magnética subyacente y, de este modo, del papel desempeñado por ésta en los procesos de transporte anómalo observados en plasmas tokamak.

---

<sup>2</sup>Interpretación sugerida por B.C. Schokker, Workshop on Perturbative Transport Studies and Relation to Confinement, FOM-Instituut voor Plasmafysica 'Rijnhuizen', Nieuwegein, The Netherlands, 16-18 March 1992.



# Publicaciones

Durante el periodo de realización de esta tesis doctoral el autor ha participado en los siguientes trabajos:

- “Simultaneous Evolution of Temperature and Density perturbations following Pellet Injection in JET”, J.R. Martín Solís, A. Cheetham, A. Gondhalekar, K. Erents, en *Controlled Fusion and Plasma Heating (Proc. 17th Europ. Conf. Amsterdam, 1990)*, Vol. 14B, Part I, European Physical Society (1990) 219.
- “Perturbative Measurement of Diffusivity of Suprathermal Electrons in JET”, A. Gondhalekar, J.R. Martín Solís, D. Bartlett, et al., 33rd Meeting of American Physical Society, Division of Plasma Physics, Bull. Am. Phys. Soc. **36**, Tampa, Florida (1991) 2367; Rep. **JET-IR(91)11**, Jet Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire (1991).
- “Perturbative Measurement of Suprathermal Electron Diffusion in JET”, A. Gondhalekar, D. Bartlett, P. Lomas, J.R. Martín Solís, en *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 19th Europ. Conf. Innsbruck, 1992)*, Vol. 16D, Part I, European Physical Society (1992) 389.
- Publicaciones como miembro del Equipo JET durante los años 1990,91,92, entre las que cabe citar:
  - “Confinement and Stability in JET: recent results”, JET Team, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **32** (1990) 949.
  - “Recent JET Results and Future Prospects”, JET Team, en *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*

- (Proc. 13th Int. Conf. Washington, 1988), Vol. 1, IAEA, Vienna (1991) 27.
- “JET Progress in Performance and Understanding”, JET Team, Plasma Phys. Contr. Fusion **33** (1991) 1453.
  - “Fusion Energy Production from a Deuterium-Tritium Plasma in the JET Tokamak”, JET Team, Nucl. Fusion **32** (1992) 187.
- El autor ha realizado además una comunicación oral relacionada al tema de esta tesis con el título “Comparison of Electron Transport Coefficients in different Confinement Regimes using Pellet Induced Perturbations in JET”, Workshop on Perturbative Transport Studies and Relation to Global Confinement, FOM-Instituut voor Plasmafysica 'Rijnhuizen', The Netherlands, 16-18 March 1992. Un resumen de este Workshop ha sido publicado en la revista Nuclear Fusion: “Perturbative Transport Studies and Relation to Confinement”, N.J. Lopes Cardozo, J.A. Konings, M. Peters, Nucl. Fusion **32** (1992) 1671.